d'ordre

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de docteur de spécialité en

METALLURGIE

par

Michel DUPEUX

—— • ——

Effet de l'orientation sur les propriétés mécaniques en traction de l'eutectique lamellaire Al - Al_2 Cu

—— • ——

soutenue le 17 juillet 1973 devant la commission d'examen

M	E. BONNIER	Président
MM	F. DURAND	
	P. GUYOT	Examinateurs
	R. SIBILLE	

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534927_0038

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de docteur de spécialité en

METALLURGIE

par

Michel DUPEUX

Effet de l'orientation sur les propriétés mécaniques en traction de l'eutectique lamellaire Al-Al_2Cu

---

soutenue le 17 juillet 1973 devant la commission d'examen

M	E. BONNIER	Président
MM	F. DURAND	
	P. GUYOT	Examinateurs
	R. SIBILLE	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

LISTE DES PROFESSEURS

Président : Monsieur Michel SOUTIF
Vice-Président : Monsieur Gabriel Cau

PROFESSEURS TITULAIRES

ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides	MM.	GALVANI Octave	Mathématiques pures
ARNAUD Georges	Clinique des maladies infectieuses		GASTINEL Noël	Analyse numérique
ARNAUD Paul	Chimie		GEINDRE Michel	Electroradiologie
AUBERT Guy	Physique		GERBER Robert	Mathématiques pures
AYANT Yves	Physique approfondie		GIRAUD Pierre	Géologie
BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie		KLEIN Joseph	Mathématiques pures
BARBIER Jean-Claude	Physique expérimentale	Mme	KOFLER Lucie	Botanique et physiologie végétale
BARBIER Reynold	Géologie appliquée	MM.	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques pures
BARJON Robert	Physique nucléaire		KRAVTCHENKO Julien	Mécanique
BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose		KUNTZMANN Jean	Mathématiques appliquées
BARRA Jean-René	Statistiques		LACAZE Albert	Thermodynamique
BARRIE Joseph	Clinique chirurgicale		LACHARME Jean	Biologie végétale
BENOIT Jean	Radioélectricité		LAJZEROWICZ Joseph	Physique
BERNARD Alain	Mathématiques pures		LATREILLE René	Chirurgie générale
BESSON Jean	Electrochimie		LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique
BEZES Henri	Chirurgie générale		LAURENT Pierre	Mathématiques appliquées
BLAMBERT Maurice	Mathématiques pures		LEDRU Jean	Clinique médicale B
BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)		LLIBOUTRY Louis	Géophysique
BONNET Georges	Electrotechnique		LOUP Jean	Géographie
BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique	Mlle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques pures
BONNET-EYMARD Joseph	Pathologie médicale		MALGRANGE Bernard	Mathématiques pures
BONNIER Etienne	Electrochimie Electrométallurgie		MALINAS Yves	Clinique obstétricale
BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie		MARTIN-NOEL Pierre	Séméiologie médicale
BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire		MASSEPORT Jean	Géographie
BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques appliquées		MAZARE Yves	Clinique médicale A
BRAVARD Yves	Géographie		MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
BRISSONNEAU Pierre	Physique du Solide		MOURIQUAND Claude	Histologie
BUYLE-BODIN Maurice	Electronique		MOUSSA André	Chimie nucléaire
CABANAC Jean	Pathologie chirurgicale		NEEL Louis	Physique du solide
CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologie		OZENDA Paul	Botanique
CALAS François	Anatomie		PAUTHENET René	Electrotechnique
CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie		PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques pures
CAU Gabriel	Médecine légale et Toxicologie		PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
CAUQUIS Georges	Chimie organique		PERRET René	Servomécanismes
CHABAUTY Claude	Mathématiques pures		PILLET Emile	Physique industrielle
CHARACHON Robert	Oto-Rhino-Laryngologie		RASSAT André	Chimie systématique
CHATEAU Robert	Thérapeutique		RENARD Michel	Thermodynamique
CHENE Marcel	Chimie papetière		REULOS René	Physique industrielle
COEUR André	Pharmacie chimique		RINALDI Renaud	Physique
CONTAMIN Robert	Clinique gynécologique		ROGET Jean	Clinique de pédiatrie et de puériculture
COUDERC Pierre	Anatomie pathologique		SANTON Lucien	Mécanique
CRAYA Antoine	Mécanique		SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et hygiène
DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale		SENGEL Philippe	Zoologie
DEBELMAS Jacques	Géologie générale		SILBERT Robert	Mécanique des fluides
DEGRANGE Charles	Zoologie		SOUTIF Michel	Physique générale
DESRE Pierre	Métallurgie		TANCHE Maurice	Physiologie
DESSAUX Georges	Physiologie animale		TRAYNARD Philippe	Chimie générale
DODU Jacques	Mécanique appliquée		VAILLAND François	Zoologie
DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas		VALENTIN Jacques	Physique nucléaire
DREYFUS Bernard	Thermodynamique		VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
DUCROS Pierre	Cristallographie	Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
DUGOIS Pierre	Clinique de dermatologie et syphilligraphie	M.	VERAIN André	Physique
FAU René	Clinique neuro-psychiatrique	Mme	VEYRET Germaine	Géographie
FELICI Noël	Electrostatique	MM.	VEYRET Paul	Géographie
GAGNAIRE Didier	Chimie Physique		VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
GALISSOT François	Mathématiques pures		YOCCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

PROFESSEURS ASSOCIES

BULLEMER Bernhard	Physique	M.	STEPHENS Michaël	Mathématiques appliquées
HANO JUN-ICHI	Mathématiques pures			

PROFESSEURS SANS CHAIRE

BEAUDOING André	Pédiatrie	MM.	CARLIER Georges	Biologie végétale
BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques pures		COHEN Joseph	Electrotechnique
BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques appliquées		COUMES André	Radioélectricité
BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique		DEPASSEL Roger	Mécanique des fluides
BONNETAIN Lucien	Chimie minérale		DEPORTES Charles	Chimie minérale
BONNIER Jane	Chimie générale		GAUTHIER Yves	Sciences biologiques

PROFESSEURS SANS CHAIRE (suite)

MM.	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GERMAIN Jean-Pierre	Mécanique
	GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
	GLENAT René	Chimie organique
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	JANIN Bernard	Géographie
Mme	KAHANE Josette	Physique
MM.	MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
	PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
	POULOUJADOFF Michel	Electrotechnique
MM.	REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
	REVOL Michel	Urologie
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	ROBERT André	Chimie papetière
	DE ROUGEMONT Jacques	Neurochirurgie
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIBILLE Robert	Construction mécanique
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

Mle	AGNIUS-DELORS Claudine	Physique pharmaceutique
	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBLARD Pierre	Dermatologie
	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	ARMAND Yves	Chimie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
	BELORIZKI Elie	Physique
	BENSAKEN Claude	Mathématiques appliquées
	BILLET Jean	Géographie
	BLIMAN Samuel	Electronique (EIE)
	BLOCH Daniel	Electrotechnique
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM.	BOUCHET Yves	Anatomie
	BOUVARD Maurice	Mécanique des fluides
	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
	BRUGEL Lucien	Energétique
	BUISSON Roger	Physique
	BUTEL Jean	Orthopédie
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHIAVERINA Jean	Biolohie appliquée (EFP)
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie médicale
	CONTE René	Physique
	COULOMB Max	Radiologie
	CROUZET Guy	Radiologie
	DURAND Franis	Métallurgie
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	GENSAC Pierre	Botanique
	GIDON Maurice	Géologie
	GRIFFITHS Michaël	Mathématiques appliquées
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	HOLLARD Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et médecine préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	IVANES Marcel	Electricité
	JALBERT Pierre	Histologie
	Joly Jean-René	Mathématiques pures
	JOUBERT Jean-Claude	Physique du solide
	JULLIEN Pierre	Mathématiques pures
MM.	KAHANE André	Physique générale
	KUHN Gérard	Physique
	LACOUME Jean-Louis	Physique
Mme	LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM.	LANCIA Roland	Physique atomique
	LE JUNTER Noël	Electronique
	LEROY Philippe	Mathématiques
	LOISEAUX Jean-Marie	Physique nucléaire
	LONGEQUEUE Jean-Pierre	Physique Nucléaire
	LUU DUC Cuong	Chimie organique
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et médecine préventive
	MARECHAL Jean	Mécanique
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MAYNARD Roger	Physique du solide
	MICHOULIER Jean	Physique (I.U.T. "A")
	MICOUD Max	Maladies infectieuses
	MOREAU René	Hydraulique (INP)
	NEGRE Robert	Mécanique
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUT B)
	PEFFEN René	Métallurgie
	PELMONT Jean	Physiologie animale
	PERRET Jean	Neurologie
	PERRIN Louis	Pathologie expérimentale
	PFISTER Jean-Claude	Physique du solide
	PHELIP Xavier	Rhumatologie
Mle	PIERY Yvette	Biologie animale
MM.	RACHAIL Michel	Médecine interne
	RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
	RENAUD Maurice	Chimie
	RICHARD Lucien	Botanique
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
	SHOM Jean-Claude	Chimie Générale
	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques appliquées
	VEILLON Gérard	Mathématiques appliquées (INP)
	VIALON Pierre	Géologie
	VOOG Robert	Médecine interne
	VROUSSOS Constantin	Radiologie
	ZADWORNY François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
	CHEEKE John	Thermodynamique
	GOLDSCHMIDT Hubert	Mathématiques
MM.	SIDNEY STUARD	Mathématiques pures
	YACOUD Mahmoud	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

Mme	BERIEL Hélène	Physiologie
Mme	RENAUDET Jacqueline	Microbiologie

A ma femme,

A Monsieur le Professeur E. BONNIER,

Le travail qui fait l'objet de ce mémoire a été réalisé à l'Ecole Nationale Supérieure d'Electrochimie et d'Electrométallurgie de Grenoble, dans le Laboratoire de Thermodynamique et Physico-chimie Métallurgiques associé au C.N.R.S., sous la direction de Monsieur le Professeur E. BONNIER. Je tiens à remercier très sincèrement Monsieur le Professeur BONNIER, qui m'a accueilli dans son laboratoire, et m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse.

Monsieur le Professeur DURAND est l'instigateur de ce travail ; qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour sa compétence et sa disponibilité de tous les instants, qui ont certainement constitué l'un des mes meilleurs encouragements tout au long de la réalisation de cette étude.

J'ai pu effectuer plusieurs séries d'observations en microscopie à balayage au Centre de Recherches PECHINEY de Voreppe, grâce à l'amabilité de Monsieur le Professeur GUYOT qui a, en toute occasion, montré un grand intérêt pour mon travail. Il m'est agréable de pouvoir lui exprimer ici toute ma reconnaissance.

La machine de traction du laboratoire d'Essais Mécaniques a été mise à ma disposition pour une série d'essais préliminaires par Monsieur le Professeur SIBILLE ; il a bien voulu s'intéresser à cette étude au point d'accepter de participer au jury de ma thèse, et je tiens à lui adresser tous mes remerciements.

Je ne saurais passer sous silence l'aide matérielle et les conseils que m'ont apportés en maintes occasions Monsieur SAINFORT et les membres de la Section d'Etudes Métallurgiques du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble.

J'ai bénéficié d'une ambiance de travail agréable, qu'ont su créer tous mes camarades du laboratoire ; ma reconnaissance va tout particulièrement aux membres du Groupe Métallurgie Physique, et à mon collègue et ami Roland BONNET, qui a participé activement au démarrage de cette étude, et dont les avis et compétences m'ont été d'un grand secours. Les techniciens et secrétaires du laboratoire ont contribué à la réalisation de ce travail pour une partie importante et indispensable ; ils méritent eux aussi toute ma gratitude.

INTRODUCTION

La mise au point des matériaux nouveaux nécessités par la technologie moderne d'une part, la découverte de fibres et de trichites à très haute résistance mécanique d'autre part, ont fait naître un puissant courant d'intérêt pour les matériaux composites. On sait déjà exploiter, dans de nombreuses applications, les propriétés mécaniques particulièrement intéressantes de certains composites métalliques[(1)à(3)] : citons, outre l'exemple des aubes de turbines obtenues par solidification orientée, exemple désormais classique et passé au stade du développement industriel, l'aluminium renforcé par des fibres d'acier inoxydable, qui est utilisé pour sa haute tenue au choc et à la fatigue.

Les problèmes posés par la fabrication de ces composites métalliques ont amené de nombreux chercheurs à étudier les alliages eutectiques : ces alliages permettent en effet d'obtenir, en une seule opération de solidification soigneusement contrôlée, des composites métalliques "in situ", à structure orientée lamellaire ou fibrée.

Les propriétés mécaniques des eutectiques ou eutectoïdes de nombreux systèmes métalliques ont déjà été explorées[(4)à(15)]. Parmi eux, l'eutectique Al-Al_2Cu a été l'un des plus fréquemment étudiés[(13)à(23)] : ses propriétés mécaniques ne justifient cependant pas des applications directes ; mais un certain nombre de raisons en font un matériau d'études théoriques et expérimentales à caractère exemplaire .

- sa température de fusion est basse.
- il est assez facile de l'obtenir, par solidification orientée, sous la forme d'une structure relativement régulière.
- il se prête bien au polissage et à l'examen métallographique.

Dans le cadre d'un travail poursuivi actuellement au sein du Laboratoire de Thermodynamique et Physico-Chimie Métallurgiques, portant sur cet alliage, pour ce qui concerne son élaboration, sa structure, et ses propriétés mécaniques, notre contribution a consisté à étudier les propriétés mécaniques de l'eutectique lamellaire en traction pure, à la température ambiante.

En particulier, nous examinons l'influence de la direction de la sollicitation de traction par rapport au milieu lamellaire. Nous tentons d'analyser les résultats obtenus, aussi bien pour la déformation élastique que plastique, à l'aide des lois utilisées habituellement en mécanique des composites.

Après avoir étudié les différents mécanismes microscopiques à l'origine de la déformation et de la rupture de nos échantillons, nous essayons d'établir la liaison entre cet aspect métallurgique et physique, et l'aspect mécanique évoqué précédemment.

Quelques rappels sur les lois générales de mécanique des composites que nous sommes amenés à utiliser, et sur les travaux déjà consacrés à l'eutectique Al-Al_2Cu, précèdent une présentation du matériau lamellaire étudié. A l'exposé des techniques expérimentales et des résultats obtenus, succèdent des chapitres consacrés au comportement élastique et plastique du composite.

CHAPITRE I

RAPPELS BIBLIOGRAPHIQUES

INTRODUCTION :

Tout matériau composite est hétérogène, puisqu'il est formé de deux ou plusieurs phases différentes, dont l'assemblage confère à l'ensemble des caractéristiques plus intéressantes que celles possédées séparément par chacun des composants. Par exemple, si l'on s'intéresse aux propriétés mécaniques, un matériau peut conférer au composite une limite élastique élevée, un autre lui donner une ductilité suffisante.

Les composites orientés sont, de plus, anisotropes, même si chacune des phases qui les constituent peuvent être considérées comme isotropes. Dans les composites fibrés et lamellaires, qui sont les deux cas les plus courants, cette anisotropie entraîne - en première approximation du moins - une symétrie de révolution des propriétés mécaniques autour d'une direction particulière du matériau : direction des fibres pour un composite fibré, direction perpendiculaire au plan des lamelles pour un composite lamellaire. Le matériau composite étant hétérogène, les lois élémentaires de l'élasticité et de la plasticité ne sont simples que pour les déformations et contraintes à l'intérieur de chaque phase, et moyennant de grosses hypothèses simplificatrices de répartition de ces contraintes et déformations. De plus, pour le composite, seules sont accessibles expérimentalement des déformations et contraintes "résultantes", macroscopiques. Différents auteurs ont tenté de traiter de ces grandeurs résultantes, qui sont les plus intéressantes du point de vue de l'utilisation pratique du matériau. Mais dans ces conditions, les théories mécaniques générales et rigoureuses proposées pour les composites[24][25] deviennent rapidement très complexes, et s'avèrent en pratique inapplicables aux cas autres que les plus simples (sphères rigides dans une matrice élastique par exemple). Il existe cependant un certain nom-

bre de modèles et de lois générales simples qui sont couramment utilisées pour l'étude des propriétés mécaniques des matériaux composites. Nous ne citerons ici que les modèles que nous avons fait intervenir dans notre étude.

1/ LOI des MELANGES :

La loi des mélanges[1] est la plus utilisée des règles générales concernant les composites. Elaborée pour les composites fibrés, elle rend compte de la résistance mécanique du matériau lors d'une sollicitation parallèle à la direction des fibres.

Elle est basée sur les hypothèses suivantes :

- la limite de rupture des fibres est très supérieure à celle de la matrice ; en conséquence la rupture complète des fibres entraîne la rupture immédiate du composite.

- fibres et matrice subissent le même allongement dans la direction de traction.

De cette dernière hypothèse résulte immédiatement l'expression de la contrainte de rupture du composite R_c :

$$R_c = V_f R_f + (1-V_f)\ \sigma'_m$$

avec :

V_f = fraction volumique des fibres dans le composite.

R_f = contrainte de rupture par traction des fibres.

σ'_m = contrainte dans la matrice lors d'une déformation ε_R égale à celle qui provoque la rupture des fibres. (Voir Figure 1).

Remarquons que cette loi des mélanges s'applique également aux modules d'élasticité : pour de faibles contraintes, lorsque fibres et matrice se déforment élastiquement, on a, avec des notations évidentes qui sont celles de la figure 1 :

$$\sigma_c = V_f\ \sigma_f + (1-V_f)\ \sigma_m$$

avec $\sigma_f = E_f\, \varepsilon$

et $\sigma_m = E_m \epsilon$

En définissant alors le module d'élasticité en traction du composite par $\sigma_c = E_c \epsilon$, on a :

$$E_c = V_f E_f + (1-V_f) E_m$$

Lorsque la matrice commence à se déformer plastiquement, cette relation devient :

$$E_c = V_f E_f + (1-V_f) \left(\frac{d\sigma_m}{d\epsilon}\right)$$

$\frac{d\sigma_m}{d\epsilon}$ représente ici le taux de consolidation de la matrice à l'allongement considéré.

La loi des mélanges est susceptible d'un certain nombre de perfectionnements[1], pour pouvoir être adaptée aux cas des fractions volumiques de fibres très fortes ou très faibles, ou bien au cas où il existe une distribution des limites de rupture des fibres.

2/ LONGUEUR CRITIQUE :

Dans le cas où les fibres renforçantes sont discontinues, KELLY[1] introduit la notion de "longueur critique de fibres", ou "longueur critique de transfert", ou "longueur de cohérence" : pour que la fibre aie son plein effet de renforcement, la matrice doit pouvoir lui transférer une charge susceptible de provoquer sa rupture. Pour cela, la fibre doit avoir une longueur minimale, que KELLY évalue à :

$$\ell_c = \frac{d R_f}{2\tau}$$

avec d = diamètre de la fibre

R_f = limite de rupture en traction de la fibre

τ = plus faible des deux valeurs :

- limite de rupture en cisaillement de l'interface fibre-matrice.
- limite de rupture en cisaillement de la matrice.

Cette notion s'applique également aux composites lamellaires[21] avec la formule :

$$\ell_c = \frac{d.e}{d+e} \cdot \frac{R_\ell}{\tau}$$

avec d : largeur des lamelles renforçantes

e : épaisseur des lamelles renforçantes.

Il est possible de faire intervenir dans la loi des mélanges la notion de longueur critique de fibres par une modification appropriée des termes de contrainte.

c/ LOI HALL-PETCH :

Très générale, puisqu'elle a été établie pour rendre compte de l'effet de taille de grains dans les métaux polycristallins, elle traduit dans le cas des composites, l'effet de consolidation, à fraction volumique constante, dû à la dispersion plus ou moins grande de la phase renforçante[25].

En particulier, pour les composites lamellaires, la loi s'écrit sous la forme :

$$\sigma_{E_m} = \sigma_{E_o} + K\lambda^{-\frac{1}{2}}$$

σ_{E_m} = limite élastique de la matrice dans le composite

σ_{E_o} = limite élastique de la matrice seule

λ = distance interlamellaire

K = coefficient numérique appelé pente de Hall et Petch.

Là encore, il est possible de tenir compte de cet effet dans la loi des mélanges en modifiant suivant la formule ci-dessus le terme de contrainte relatif à la matrice.

4/ EFFET de l'ORIENTATION sur la LIMITE de RUPTURE du COMPOSITE :

KELLY[1] propose, pour les composites fibrés, un modèle de mécanisme de rupture susceptible de traduire les effets des variations d'orientation des fibres par rapport à la contrainte appliquée.

Soit une tension pure appliquée selon une direction faisant l'angle φ avec la direction des fibres. KELLY fait l'hypothèse que le composite se rompt suivant l'un des trois modes suivants :

- allongement de la matrice parallèlement aux fibres, jusqu'à rupture de celles-ci. La contrainte limite de rupture R_φ du composite dans la direction φ est alors :

$$R_\varphi = \frac{R_c}{\cos^2 \varphi}$$

R_c : limite de rupture du composite en traction parallèle aux fibres.

- rupture de la matrice par cisaillement selon un plan parallèle aux fibres. La contrainte nécessaire est alors :

$$R_\varphi = \frac{\tau_m}{\sin \varphi \cos \varphi}$$

τ_m : limite de rupture en cisaillement de la matrice.

- rupture de la matrice par allongement perpendiculairement aux fibres. Dans ces conditions, la rupture du composite se produit pour

$$R_\varphi = \frac{R_{mp}}{\sin^2 \varphi}$$

R_{mp} : limite de rupture en traction de la matrice en déformation plane (cette dernière restriction est imposée par le fait que la déformation de la matrice parallèlement aux fibres n'est pas libre, mais conditionnée par la déformation de ces fibres).

Ces trois mécanismes conduisent donc, pour la limite de rupture du composite, à trois fonctions différentes de φ. Pour chaque angle φ,

la limite de rupture réelle est évidemment la plus faible des trois valeurs prises par ces fonctions. On peut ainsi tracer la courbe de variation de la limite de rupture théorique du composite, en fonction de paramètres connus ou mesurables (R_c, τ_m, R_{mp}) et de l'angle φ entre la direction de traction et la direction des fibres (Figure 2).

Cette courbe fait apparaître l'existence de deux angles critiques φ_c et φ'_c, auxquels s'opèrent les changements de mécanisme de rupture. Il est clair que pour φ supérieur à φ_c, la résistance mécanique du composite chute rapidement par rapport à celle que prévoit la loi des mélanges. L'angle φ_c n'excède pas 10° pour les composites métalliques[1]. Il en découle la nécessité d'un alignement très rigoureux des fibres (en particulier dans le cas des composites artificiels).

La validité de ce modèle a été confirmée expérimentalement par les travaux de JACKSON et CRATCHLEY[27] sur des composites synthétiques à matrice d'aluminium et à fibres d'acier inoxydable ou de silice.

5/ ELASTICITE des MILIEUX ANISOTROPES :

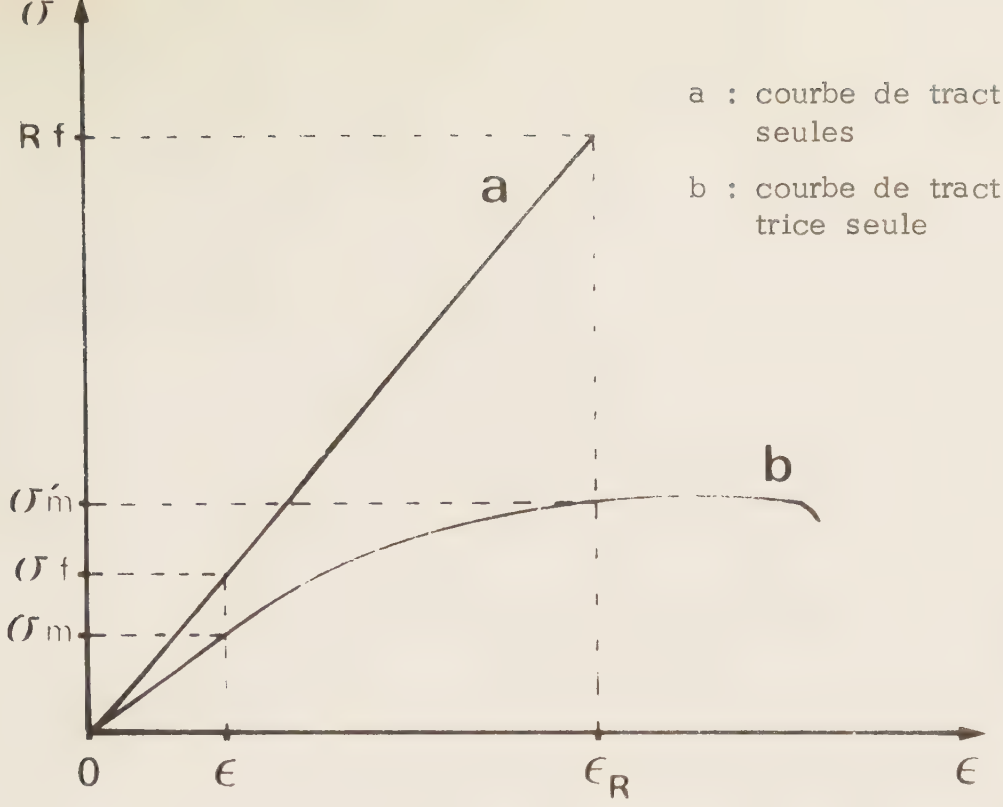
L'état de contrainte et l'état de déformation régnant dans un milieu continu, isotrope ou non, peuvent être décrits dans un système d'axes orthonormés $\vec{x}_1$, $\vec{x}_2$, $\vec{x}_3$, par des tenseurs symétriques d'ordre 2 et de rang 3. Nous noterons dans toute la suite de cette étude, le tenseur des contraintes et ses composantes sous la forme :

$$\overline{\overline{C}} = (\sigma_{ij}) \qquad i, j = 1, 2, 3$$

Le tenseur des déformations :

$$\overline{\overline{D}} = (\epsilon_{ij}) \qquad i, j = 1, 2, 3$$

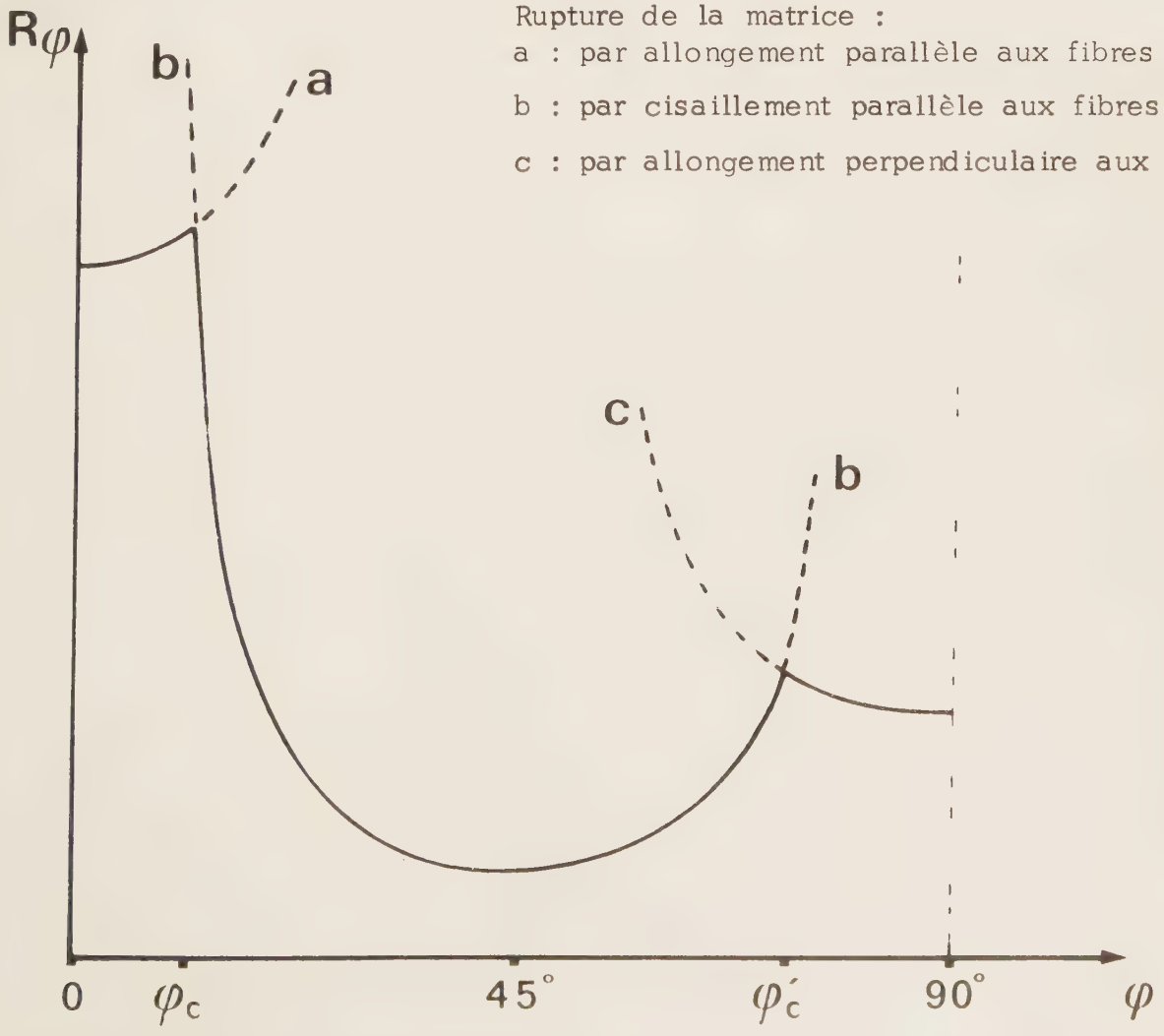
Les 6 éléments indépendants de chacun de ces tenseurs peuvent être regroupés sous la forme de matrices colonnes :



a : courbe de traction des fibres seules

b : courbe de traction de la matrice seule

e 1 : Comparaison des courbes de traction des fibres et de la matrice dans un composite



Rupture de la matrice :

a : par allongement parallèle aux fibres ;

b : par cisaillement parallèle aux fibres ;

c : par allongement perpendiculaire aux fibres

Figure 2 : Contrainte de rupture du composite en fonction de l'orientation des fibres d'après Kelly

$$\bar{C} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{32} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{21} \end{pmatrix} \qquad \bar{D} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} \\ \epsilon_{22} \\ \epsilon_{33} \\ \epsilon_{32} \\ \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} \end{pmatrix}$$

Pour des déformations élastiques, il existe entre les contraintes et les déformations un ensemble de relations linéaires dont l'expression est la loi de HOOKE généralisée :

$$\bar{C} = (E_{ijk\ell}).\ \bar{D}$$

Les 36 coefficients $E_{ijk\ell}$ intervenant ici sont les coefficients d'élasticité, caractéristiques du milieu étudié.

Cette relation peut s'écrire sous une forme résolue par rapport aux déformations :

$$\bar{D} = (S_{ijk\ell}).\ \bar{C}$$

La matrice $(S_{ijk\ell})$ est dite matrice des complaisances élastiques. Les matrices $(S_{ijk\ell})$ et $(E_{ijk\ell})$ sont toutes deux symétriques, et inverses l'une de l'autre.

Pour un cristal quadratique, et lorsque les axes de coordonnées sont pris parallèles aux axes de la maille élémentaire, l'axe $\vec{x}_3$ étant pris comme axe singulier, les symétries cristallines réduisent à 6 le nombre des coefficients d'élasticité indépendants[28] :

$$\begin{pmatrix} A_{11}, & A_{12}, & A_{13}, & 0, & 0 & , 0 \\ A_{12}, & A_{11}, & A_{13}, & 0, & 0 & , 0 \\ A_{13}, & A_{13}, & A_{33}, & 0, & 0 & , 0 \\ 0 & , 0 & , 0 & , D_{11}, & 0 & , 0 \\ 0 & , 0 & , 0 & , 0 & , D_{11}, & 0 \\ 0 & , 0 & , 0 & , 0 & , 0 & , D_{33} \end{pmatrix}$$

Ce cas est particulièrement important pour l'étude présente : en effet, compte tenu de l'analogie des éléments de symétrie entre un cristal quadratique et un milieu lamellaire, nous sommes amenés à faire l'hypothèse que la matrice des coefficients d'élasticité de l'eutectique Al-Al_2Cu aura la forme précédente, pourvu que l'axe $\vec{x}_3$ soit pris perpendiculaire aux lamelles. Une telle forme pour la matrice $(E_{ijk\ell})$ traduit alors le fait que les axes $\vec{x}_1$ et $\vec{x}_2$ jouent des rôles identiques ; les déformations et les contraintes qui leurs sont relatives doivent alors être égales :

$$(I) \quad \begin{cases} \epsilon_{11} = \epsilon_{22} \\ \epsilon_{13} = \epsilon_{23} \end{cases} \qquad \text{et} \quad (II) \quad \begin{cases} \sigma_{11} = \sigma_{22} \\ \sigma_{13} = \sigma_{23} \end{cases}$$

Or la loi de HOOKE sous la forme générale pour un milieu à trois plans de symétrie perpendiculaires[28] entraîne :

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= A_{11}\epsilon_{11} + A_{12}\epsilon_{22} + A_{13}\epsilon_{33} \\ \sigma_{22} &= A_{12}\epsilon_{11} + A_{22}\epsilon_{22} + A_{23}\epsilon_{33} \\ \sigma_{23} &= D_{11}\epsilon_{23} \\ \sigma_{13} &= D_{22}\epsilon_{13} \end{aligned}$$

Si l'on a le groupe d'égalités (I), il faut donc nécessairement, pour avoir les égalités (II), que

$$\begin{aligned} A_{11} &= A_{22} \\ A_{23} &= A_{13} \\ D_{11} &= D_{22} \end{aligned}$$

Ce qui conduit à une matrice $(E_{ijk\ell})$ ayant les mêmes symétries que celle d'un cristal quadratique.

Pour un cristal cubique, le nombre des coefficients d'élasticité se réduit à 3, et il n'est plus que de 2 pour un corps parfaitement isotrope. Dans ce dernier cas, la loi de HOOKE revêt les deux formes classiques des relations de Lamé et des relations de Young. Les coefficients d'élasticité d'un corps isotrope s'expriment en fonction des coefficients de Lamé λ et μ, et les complaisances en fonction de E et ν, module d'Young et coefficient de Poisson.

5/ COMPORTEMENT ELASTIQUE d'un MILIEU LAMELLAIRE :

Plusieurs théories ont été élaborées à ce sujet pour des besoins très divers (géophysique, acoustique...). Nous en décrivons ici deux dont nous proposons dans un chapitre ultérieur l'application à l'eutectique lamellaire Al-Al_2Cu.

La première est due à WHITE et ANGONA[29], et a été établie pour prévoir la propagation des ondes sonores dans les milieux lamellaires, et non en vue d'essais mécaniques. Elle se range parmi les théories dites "des modules effectifs" ; leur principe consiste à considérer dès l'abord le milieu lamellaire comme statistiquement homogène et continu, mais anisotrope : il est, en effet, toujours possible de se placer, pour étudier les contraintes et les déformations, à une échelle telle qu'un volume élémentaire contienne un nombre suffisant de lamelles pour être représentatif des propriétés de l'ensemble du milieu. Les propriétés mécaniques du matériau sont alors fonction de celles de ses constituants et des paramètres définissant la géométrie du composite. WHITE et ANGONA considèrent un milieu constitué de lamelles planes alternées de deux constituants A et B isotropes, de caractéristiques élastiques connues (modules de Young et coefficients de Poisson), dans des proportions données V_A et V_B. Les auteurs admettent que ce milieu vérifie la loi de HOOKE généralisée. Le composite est rapporté à un système d'axes orthonormés dont l'un ($\vec{x}_3$ par exemple) est perpendiculaire au plan des lamelles. Le milieu est supposé en équilibre, et exposé à une succession de 6 états de déformation, décrits par des tenseurs dont un seul élément est non nul dans les axes choisis.

Dans chacun de ces cas, il est alors possible d'expliciter en fonction des fractions volumiques et des constantes élastiques des deux composants, les éléments diagonaux de la matrice des coefficients d'élasticité ; ces éléments sont en effet les coefficients de proportionalité entre la déformation simple appliquée et l'élément correspondant du tenseur des contraintes. La relation de proportionalité s'obtient par réduction d'un système de n+ 1 relations linéaires dont les n inconnues sont les contraintes et les

déformations du milieu dans son ensemble, et des constituants A et B. Les n+1 équations utilisées proviennent :

- des relations de Young appliquées aux milieux A et B, chaque lamelle étant supposée se déformer de manière homogène.
- de relations exprimant les contraintes ou les déformations du composite comme des moyennes des contraintes ou des déformations correspondantes régnant dans les milieux A et B.

Ces dernières relations sont simplifiées par les conditions de continuité des contraintes ou des déformations au joint de phases exprimées sous forme de règles macroscopiques. Par exemple, pour une déformation selon l'axe $\vec{x}_2$, parallèle au plan des lamelles, ces relations s'écriront, avec des notations évidentes :

$$\epsilon_{22} = \epsilon^{A}_{22} = \epsilon^{B}_{22}$$

et

$$\sigma_{22} = \sigma^{A}_{22} V_A + \sigma^{B}_{22} V_B$$

Nous retrouverons d'ailleurs ici les règles proposées par KELLY pour les composites fibrés (Chap. I-Parag. 1/) : égalité des allongements parallèles aux fibres, et loi des mélanges. Suivant l'état de déformation appliqué , le calcul conduit à utiliser seulement certaines d'entre ces relations de compatibilité au joint de phases.

La seconde théorie, dite "théorie des raideurs effectives", est due à HERRMANN et coll.[30][31]. Ces auteurs considèrent un milieu formé d'une alternance régulière de lamelles de deux constituants isotropes A et B. Après avoir énoncé les conditions de compatibilité des déformations au joint de phases, et écrit l'expression de l'énergie élastique contenue dans la $k^{ième}$ lamelle A et la $k^{ième}$ lamelle B, ils expriment l'énergie élastique emmagasinée dans l'unité de volume du milieu lamellaire comme une forme quadratique en fonction des variables de déformation suivantes :

- déformations moyennes
- déformation locales
- déformation relatives

- gradients de déformation relative
- gradients de déformation locale.

Les coefficients de cette forme quadratique sont formulés à partir des coefficients de Lamé, des fractions volumiques et des épaisseurs lamellaires des corps A et B. Les conditions de compatibilité des déformations au joint de phases introduisent des relations entre certaines variables de déformation, et se traduisent en conséquence par la présence de termes de couplage entre ces variables dans l'expression de l'énergie.

L'expression de l'énergie élastique est ensuite utilisée par HERRMANN pour la détermination des modes vibratoires théoriques d'un milieu lamellaire périodique.

Nous utiliserons ultérieurement cette expression en la simplifiant pour aboutir à une valeur estimée des coefficients d'élasticité du milieu lamellaire.

7/CRITERE de PLASTICITE :

La formulation d'un critère de plasticité pour un milieu composite se heurte à de nombreux obstacles, surtout en raison de l'anisotropie du matériau en question, et des multiples formes que peut présenter la déformation plastique, selon notamment la direction de la contrainte appliquée.

Plusieurs théories ont cependant été proposées. Nous citerons ici celle élaborée récemment par LANCE et ROBINSON[32] pour les composites fibrés : en effet, son caractère suffisamment général nous a semblé justifier un essai d'application aux composites lamellaires.

Il s'agit d'une théorie du cisaillement maximum dont les hypothèses de base généralisent le raisonnement proposé par KELLY[1] (Chap. I-Parag. 4/) concernant les modes possibles de déformation et de rupture d'un composite : la déformation s'effectue par allongement ou glissement suivant

un certain nombre de directions particulières du matériau ; l'écoulement plastique débuteen un point lorsque la contrainte relative à l'une de ces directions passant par ce point atteint une valeur critique.

A partir de là, si toutes les caractéristiques géométriques et mécaniques de tous les mécanismes macroscopiques ou microscopiques de déformation et de rupture possibles sont connus, (plans de glissements, cissions critiques, etc...), il est possible d'écrire la liste de toutes les conditions critiques pour que chacun de ces mécanismes se déclenche, en fonction des composantes du tenseur des contraintes appliquées.

Par exemple, pour un mécanisme de déformation faisant intervenir un glissement dans un plan de la matrice, selon une direction donnée, on cherchera successivement :

- la position du plan et de la direction dans un repère lié au matériau.

- étant donné l'expression générale d'un tenseur de contraintes dans les axes choisis, les expressions de la contrainte relative au plan en question, puis de la cission résolue dans la direction du glissement.

La condition cherchée est alors écrite en égalant cette dernière valeur à la cission critique. Il suffit que l'une des conditions ainsi déterminées soit remplie par les contraintes exercées pour que soit dépassé le seuil de plasticité du matériau.

3/ TRAVAUX ANTERIEURS CONSACRES à l'ETUDE des PROPRIETES MECANIQUES de l'EUTECTIQUE Al-Al_2Cu :

Les propriétés mécaniques de l'aluminium polycristallin ou monocristallin à l'état pur[28][33], ou même faiblement allié au cuivre[34][35], sont relativement bien connues, et désormais classiques.

Il n'en est pas de même du composé défini Al_2Cu ; rares sont les travaux qui fournissent des renseignements sur ses propriétés mé-

caniques à la température ambiante et ses modes de déformation[36][37][38]. Ceci constitue une première difficulté pour l'étude de l'eutectique en tant que matériau composite.

Les premiers travaux sur les propriétés mécaniques de l'eutectique Al-Al_2Cu orienté sont dus à KRAFT (1953), qui note une résistance à la rupture environ trois fois supérieure à celle du même alliage coulé de façon traditionnelle. Ses collaborateurs, HERTZBERG, LEMKEY et FORD ont publié en 1965[14] les résultats d'une série d'essais de flexion sur micro-éprouvettes monogranulaires eutectiques. La limite de rupture du composite y est déterminée pour une direction des lamelles faisant un angle variant de 0 à 90° avec la fibre la plus tendue dans un plan perpendiculaire à la direction de croissance. A partir de valeurs mesurées de module d'élasticité du composite, en utilisant la loi des mélanges, des valeurs approximatives de module d'élasticité de la phase θ sont calculées. A partir d'observations en microscopie optique et de microfractographie électronique sur répliques, HERTZBERG et coll. suggèrent également un certain nombre de mécanismes de déformation et de rupture de l'eutectique.

Parmi leurs principaux résultats, nous avons reporté dans le tableau I ceux qui présentent un intérêt direct par rapport à notre étude, ainsi que ceux publiés par les autres auteurs.

SALKIND, LEMKEY, GEORGE et BAYLES[13] ont fait état d'essais préliminaires en fluage, fatigue et traction de Al-Al_2Cu solidifié unidirectionnellement.

Par la suite, YUE, CROSSMANN, VIDOZ et JACOBSON ont procédé à des essais de compression[16] et de traction[17] à différentes températures sur des échantillons eutectiques dans divers états structuraux :

- brut de coulée
- solidifié unidirectionnellement
- solidifié unidirectionnellement, puis extrudé à chaud
- solidifié unidirectionnellement, puis trempé et vieilli après

mise en solution du cuivre dans la phase α.

Les essais sur l'alliage solidifié unidirectionnellement ont été effectués parallèlement, perpendiculairement, et à 45° (en compression) par rapport à la direction des lamelles.

Ces auteurs proposent une interprétation de leurs résultats à l'aide des lois gouvernant la mécanique des composites (loi des mélanges, longueur critique) en tenant compte des mécanismes de rupture observés expérimentalement.

BUTCHER, WEATHERLY et PETTIT[18] ont également procédé à des essais de traction sous différentes orientations sur des échantillons solidifiés unidirectionnellement, mais à des températures élevées, de 300°C et 500°C, où l'eutectique s'avère relativement ductile.

DIRNFELD, GROSS et NIEDZWIEDZ[19] ont étudié l'influence des conditions de solidification sur les propriétés mécaniques en traction d'échantillons soumis à une solidification dirigée. Ils décèlent une dépendance linéaire entre la limite de rupture et la vitesse de solidification.

Une autre étude des propriétés en traction à l'ambiante parallèlement aux lamelles de l'eutectique Al-Al_2Cu après solidification dirigée, avec ou sans trempe et vieillissement, est due à BERTORELLO et BILONI[20][21]. Ces auteurs proposent de déterminer la contribution aux propriétés mécaniques de chacune des deux phases en appliquant la loi des mélanges au cours des différents stades de la déformation. Ce travail est accompagné d'une étude des mécanismes de rupture par microfractographie électronique sur répliques.

Plus récemment, PATTNAIK et LAWLEY[22] se sont livrés à une étude des propriétés de l'eutectique sollicité en compression parallèlement aux lamelles. Leurs mesures sont accompagnées par des examens des surfaces de fracture au microscope à balayage, et par des examens en microscopie

électronique à transmission des échantillons comprimés.

Nous avons également retenu un certain nombre de valeurs publiées par LAWSON et KERR[15] dans une étude consacrée à l'influence de la vitesse de solidification sur les propriétés mécaniques.

Citons enfin des travaux récents de RHODES et GARMONG[23], consacrés à l'influence du vieillissement sur l'état structural et les propriétés mécaniques de l'eutectique orienté Al-Al_2Cu.

TABLEAU I : Propriétés mécaniques de l'eutectique orienté Al-Al_2Cu et de chacune de ses phases.

AUTEURS	Type d'essais	Phase α		Phase θ		Eutectique orienté			Eutectique brut de coulée	
		Limite de rupture (hb)	Module d'élasticité (hb)	Limite de rupture (hb)	Module d'élasticité (hb)	λ	Limite de rupture (hb) (Parallèlement aux lamelles)	Module d'élasticité (hb) (Parallèlement aux lamelles)	Limite de rupture (hb)	Module d'élasticité (hb)
HERTZBERG[14]	Flexion				Selon [120]: 13300 (E) Selon [2$\bar{1}$1]: 14700 (E)	(2)	33	10300		
SALKIND[13]	Traction					(5)	31			
YUE[16] (17)	Compression Traction			56(E)	11200 (E)	(4) 3-4	26 16	8800 7000	33 14	7700 5800
DIRNFELD[19]	Traction					(2-3)	26			
BERTORELLO[21]	Traction				10100 (E)	4	30	8600		
PATTNAIK[22]	Compression				9600 10100 (E)	2	57	7400		
LAWSON[15]	Traction				13300 (E)	(2)	40	10300		
RHODES[23]	Compression Traction					4,5	41 23			
BARRETT[33]			Al pur Selon [110]: 7200 Selon [111]: 7700							
JAOUL[28]	Traction	monocristaux Al 3,5% Cu : 16 Al 0,4% Cu : 3 Polycristaux Al pur : 5	Al pur : 5800 à 7600							
GREETHAM[35]	Traction	monocristaux Al 4,5% Cu : 9,9								
DEY[38]	Compression			(3)						

(E) : Valeurs estimées par la loi des mélanges.

Les valeurs entre parenthèses sont celles qui ne sont pas explicitement données mais peuvent se déduire des clichés, courbes ou résultats publiés.

CHAPITRE II

PRESENTATION DU MATERIAU ETUDIE

1/ CARACTERISTIQUES STRUCTURALES :

Nous avons utilisé des alliages s'approchant au maximum de la composition eutectique, c'est-à-dire[39] :

- 66,85 % d'aluminium
- 33,15 % de cuivre } teneurs pondérales

Leur température de fusion est 548°C (821 K). Dans cet eutectique sont présentes deux phases métalliques[39] :

- le composé défini Al_2Cu (phase θ).
- une solution solide de cuivre dans l'aluminium (phase α).

A la température eutectique, cette solution solide peut contenir jusqu'à 5,7 % de cuivre. Sa teneur d'équilibre en cuivre à la température ordinaire est assez mal connue, mais on l'estime généralement de l'ordre de 0,05 % à 0,1 %[34]. Ces variations de la limite de solubilité à l'état solide permettent d'effectuer sur la phase α de l'alliage eutectique un traitement de durcissement structural, par précipitation du cuivre en sursaturation (maintien de 1 à 2 h à 500°C, trempe à l'eau, et vieillissement à 170°C pendant 8 à 9 h). Dans le cas de nos échantillons, et compte tenu de leurs conditions d'élaborations (voir ci-après), tout porte à penser que la phase α a atteint sa teneur d'équilibre en cuivre : en effet, aucune précipitation n'a pu être mise en évidence dans les lamelles de solution solide d'aluminium, lors des examens ultérieurs en microscopie optique ou électronique.

Calculée d'après le diagramme d'équilibre Cu-Al et d'après les volumes spécifiques estimés des deux phases, la fraction volumique de la phase θ s'élève dans l'eutectique à 0,475 (d'où 0,525 pour la phase α)[17][39].

2/ CONDITIONS d'ELABORATION :

Les échantillons utilisés ont été élaborés au Laboratoire selon une technique due à J.P. RIQUET. Nous nous bornerons ici à décrire brièvement la procédure expérimentale utilisée :

- les métaux de base (Cu 99,99 % et Al 99,999 %), pesés dans les proportions correspondant à l'eutectique, sont soigneusement décapés, le cuivre dans l'acide nitrique, et l'aluminium dans la soude bouillante.

- ces métaux sont ensuite disposés dans un creuset de graphite fermé par une quenouille, surmontant une lingotière de graphite percée de trous cylindriques.

- L'ensemble creuset + lingotière, chargé et assemblé, est porté à 900°C sous un vide de 10^{-5} Torr. Après homogénéisation, la coulée de l'alliage se fait en levant la quenouille, et permet d'obtenir, après refroidissement, 9 barreaux de 12 mm de diamètre, et 10 cm de longueurs environ.

- Chacun de ces barreaux est ensuite repris, placé dans un creuset de graphite de 12 mm de diamètre intérieur , et solidifié unidirectionnellement dans un four à résistance mobile verticalement. Le gradient de température provoquant la solidification de l'eutectique est contrôlé grâce à une gaine à double paroi refroidie à l'eau, et la vitesse de déplacement du four est réglée à 1 cm par heure.

Moyennant l'utilisation de germes monogranulaires, cette solidification orientée permet d'obtenir avec une bonne régularité des barreaux de 12 mm de diamètre comportant un seul grain eutectique sur 10 à 15 cm de longueur. Dans un tel barreau monogranulaire, la microstructure de l'eutectique se présente sous forme de lamelles alternées des deux phases θ et α, relativement régulières, et orientées comme le montre la figure 3.

La distance interlamellaire λ, qui caractérise la période du réseau lamellaire, a dans notre cas une valeur moyenne de l'ordre de 4 µm.

La valeur varie légèrement selon le point du barreau et selon le barreau considéré, entre 3 et 8 µm.

Les fluctuations des conditions de solidification (gradient, vitesse), responsables de ces variations de λ, provoquent également dans certains barreaux des bandes de solidification ; ces bandes se caractérisent par une discontinuité du réseau des lamelles et une variation brutale du paramètre λ, le long d'une surface qui matérialise alors le front de solidification à un instant donné. L'alliage ainsi perturbé s'avère extrêmement fragile au niveau des bandes. Pour cette raison, les barreaux qui en contenaient ont dû être rejetés.

Enfin le réseau périodique de lamelles présente des fautes lamellaires, c'est-à-dire des surfaces fermées le long desquelles les lamelles sont discontinues (Figures 4a) et b)). Ces fautes lamellaires délimitent des blocs lamellaires grossièrement ellipsoïdaux, dont les dimensions dans le cas de nos échantillons sont, d'après RIQUET :

- 100 µm environ selon l'axe de croissance du barreau.
- 25 µm de largeur moyenne perpendiculairement à l'axe de croissance et parallèlement aux lamelles.
- 100 µm environ de largeur perpendiculairement au plan des lamelles.

Compte tenu de ces dimensions, il est possible de s'assurer que les lamelles de nos échantillons ont toujours une longueur supérieure à la longueur critique de transfert (Chapitre I, Parag. 2/) : à partir des données suivantes :

$d \simeq 25$ µm

$\sigma \simeq 2$ µm

$R_\ell \leq 55$ hb[17]

$\tau \simeq 4$ hb[35]

ℓ_c calculé vaut alors 25 µm, ce qui est largement inférieur à la longueur moyenne des lamelles.

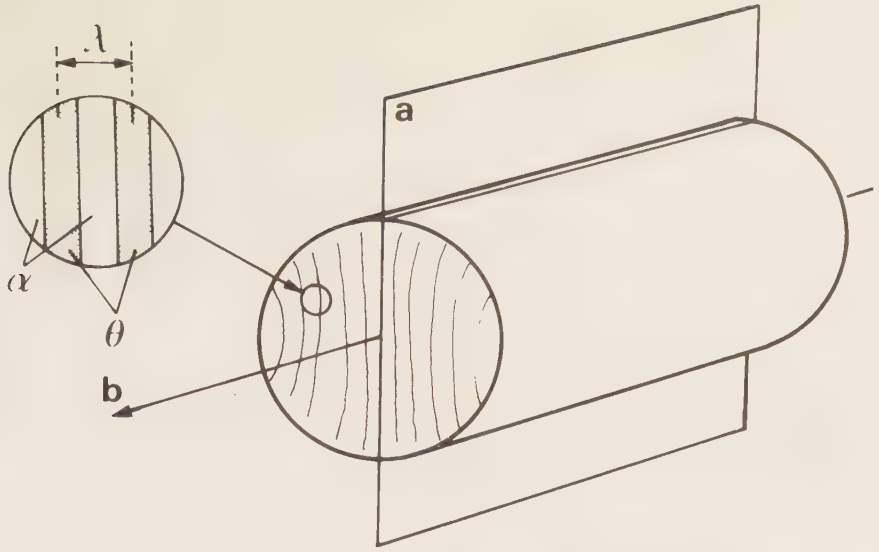
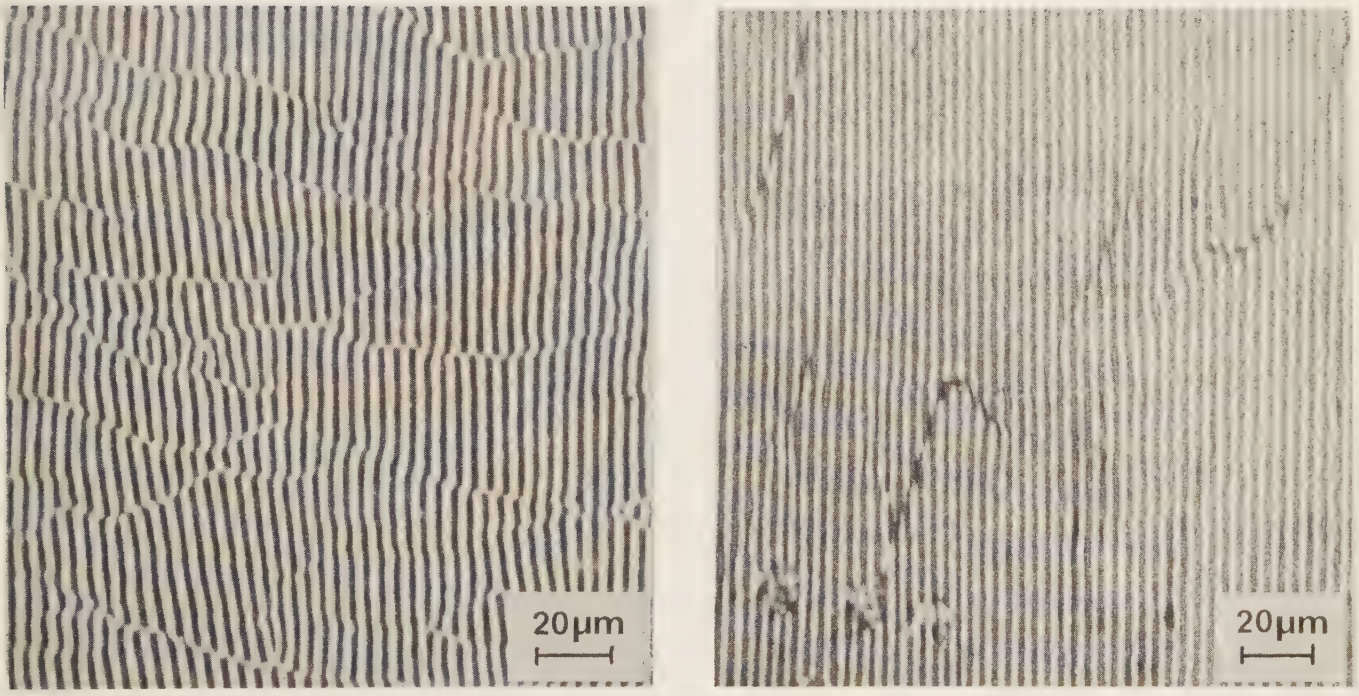


FIGURE 3 : Position moyenne des lamelles dans un barreau eutectique après solidification orientée.
a : plan moyen des lamelles b : direction de croissance



a/ Coupe transversale b/ Coupe longitudinale

FIGURE 4 : Fautes lamellaires dans un échantillon eutectique (d'après J.P. RIQUE

3/ STRUCTURES CRISTALLINES et RELATIONS CRISTALLOGRAPHIQUES :

La structure cristalline de la phase α est celle de l'aluminium pur : réseau cubique à faces centrées, paramètre de maille a = 4,049 Å à 20°C.

La structure de la phase θ est beaucoup plus complexe : la maille élémentaire est quadratique centrée[40][41], et ses paramètres sont a = 6,066 Å et c = 4,874 Å à 20°C (Figure 5).

BONNET a répertorié plusieurs types de relations cristallographiques entre ces deux phases[42]. Dans le cas de nos échantillons, les relations cristallographiques observées dans la totalité des cas sont celles déjà données approximativement par KRAFT[43] et DAVIES et HELLAWELL[44] sous la forme :

- plans parallèles :

$$(111)_\alpha \,//\, (2\bar{1}1)_\theta$$

- directions parallèles :

$$[1\bar{1}0]_\alpha // [120]_\theta$$

En fait, ces relations ont été précisées pour nos échantillons par BONNET :

$$\left.\begin{matrix}(111)_\alpha // (2\bar{1}1)_\theta \\ [10\bar{1}]_\alpha // [\bar{1}\bar{3}5]_\theta\end{matrix}\right\} \text{ Relations } "\beta_5"^{(42)})$$

Les directions $[\bar{1}10]_\alpha$ et $[120]_\theta$ font alors entre elles un angle de l'ordre de 4°. La direction $[1\bar{1}2]_\alpha$ est la direction de croissance approximative de l'eutectique. Nous avons reporté ces éléments, ainsi que les principaux plans et directions des deux réseaux cristallins, sur la projection stéréographique de la figure 6, dont le plan de base est $(111)_\alpha$.

Les désorientations entre blocs lamellaires sont de l'ordre de quelques degrés (exceptionnellement, des désorientations de 10° à 13° ont été mesurées), et consistent le plus souvent en des rotations des deux réseaux cristallins autour de la direction $[\bar{1}\bar{1}3]_\theta$, située à 12° de la direction de croissance présumée[45]. Cependant, la méthode de découpe (Chap. III)

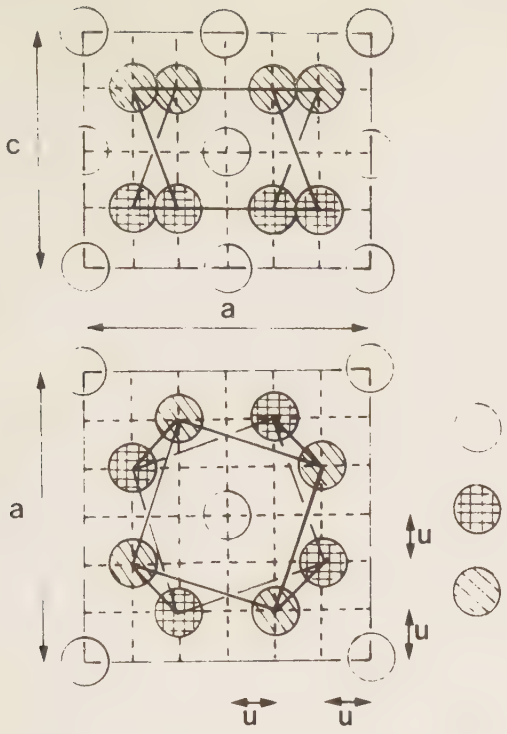


Figure 5

Al_2Cu : Maille élémentaire quadratique centrée

a = 6,066 Å

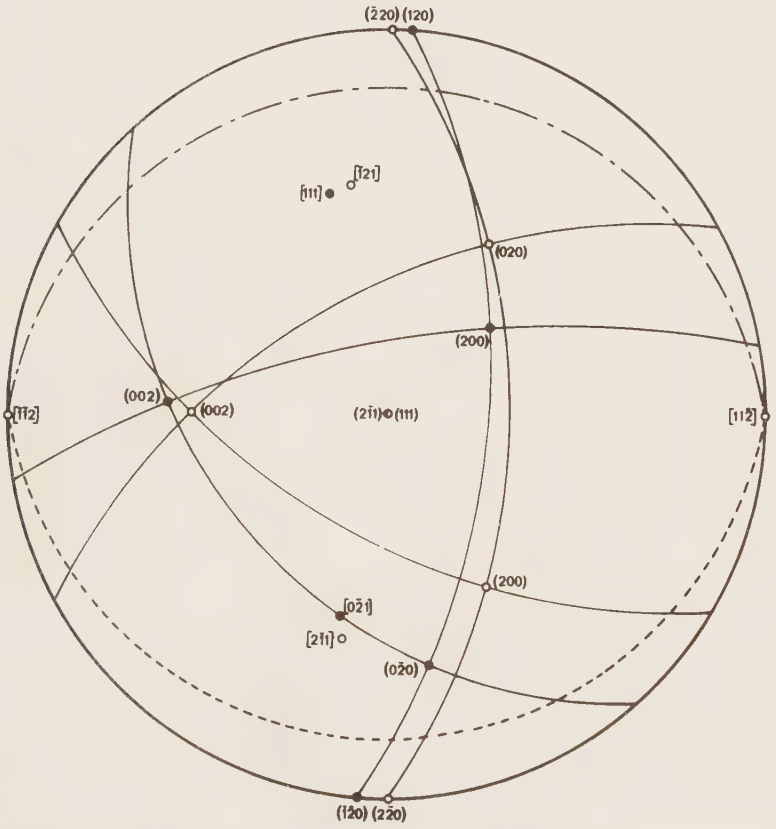
c = 4,874 Å

u = 0,160 a

Atomes Cu, cote 0, 1/2, 1

Atomes Al, cote 1/4

Atomes Al, cote 3/4



○ phase α
● phase θ

ure 6 : Orientations cristallographiques relatives et plan du joint de phases
——·——·——·— plan du joint de phases selon Davies et Hellawell[44]
– – – – – – – – – – – – plan du joint de phases selon nos observations

fait que, pour nos éprouvettes qui sont prélevées au centre des barreaux eutectiques, les désorientations entre blocs lamellaires n'excèdent vraisemblablement pas une valeur de l'ordre de 5°.

Selon DAVIES et HELLAWELL[44], le plan du joint interlamellaire se déduit du plan $(111)_\alpha$ par une rotation d'environ 10° autour de la direction de croissance. Certaines de nos observations permettent de recouper ces informations, et de préciser en particulier le sens de cette rotation. Ce sens n'est pas indifférent, car les deux possibilités ne conduisent pas à des positions du plan de joint cristallographiquement équivalentes par rapport au cristal Al_2Cu.

Sur une lame mince dont la normale est sensiblement $[\bar{1}10]_\alpha$, nous avons comparé au microscope électronique la largeur de projection d'une même zone d'un joint de phases. Les micrographies électroniques de la figure 7 sont obtenues en inclinant la lame mince de part et d'autre de l'horizontale autour d'un axe proche de $[\bar{1}\bar{1}2]_\alpha$. Les diagrammes de diffraction électronique de la phase α et d'Al_2Cu pour chacune de ces inclinaisons permettent de déterminer sans ambiguité la direction des électrons incidents par rapport à chacune des phases. Nous constatons que la largeur apparente du joint de phase est plus faible, donc sa direction de plan plus proche du faisceau électronique, lorsque celui-ci est dirigé selon $[\bar{2}1\bar{1}]_\alpha$, que pour l'autre inclinaison ; le sens de la rotation s'en déduit.

Pour ce qui est de l'amplitude de cette rotation, la valeur de 10° proposée par DAVIES et HELLAWELL conduirait à un rapport des largeurs apparentes $\frac{\ell_1}{\ell_2} = \frac{\sin 40°}{\sin 20°} = 1{,}88$. La valeur mesurée est $\frac{\ell_1}{\ell_2} \simeq 2$.

Compte tenu de l'incertitude portant sur les mesures, nous pouvons donc admettre la valeur de 10° comme correcte dans notre cas ; d'où le tracé reporté sur la figure 6. Il est à noter que le sens de rotation que nous avons observé est l'opposé de celui donné par DAVIES et HELLAWELL. Nos observations ont cependant été précisées et confirmées ultérieurement par

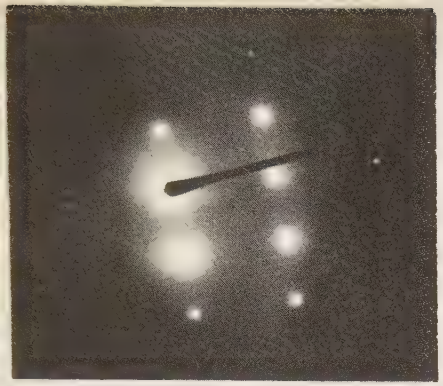


Diagramme $[\bar{1}21]_{\alpha}$

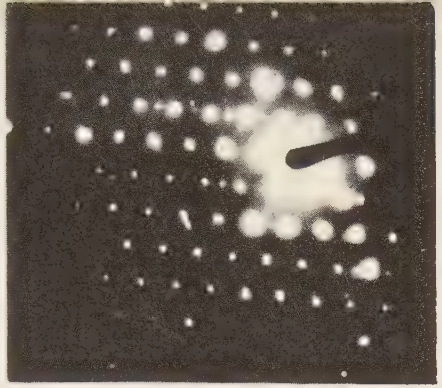
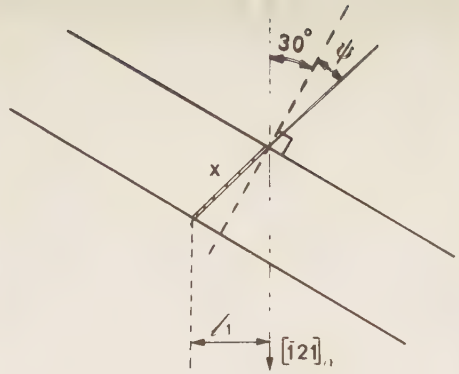
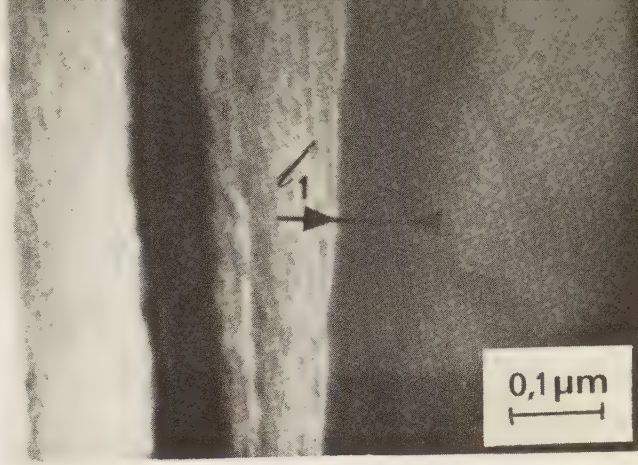


Diagramme $[111]_{\theta}$



$l_1 = x \sin (30° + \Psi)$



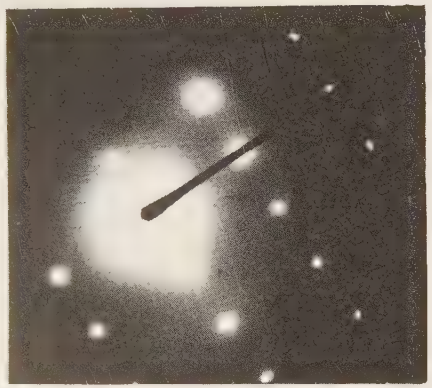
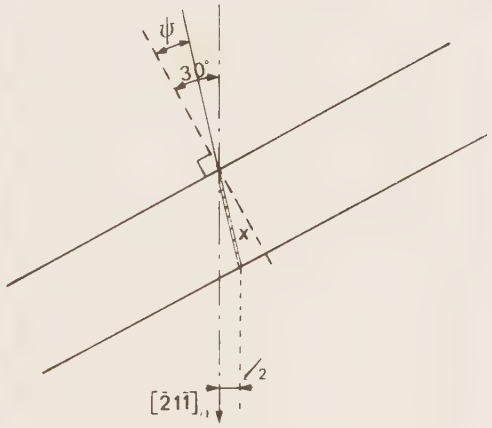


Diagramme $[\bar{2}1\bar{1}]_{\alpha}$

Diagramme $[02\bar{1}]_{\theta}$



$l_2 = x \sin (30° - \Psi)$

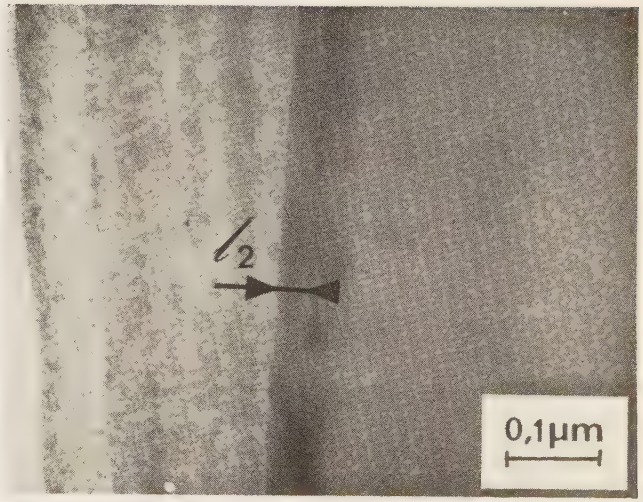


FIGURE 7 : Joint de phases vu sous deux inclinaisons différentes

BONNET. De plus, il est possible, compte tenu de l'imprécision des renseignements cristallographiques fournis dans l'étude de DAVIES et HELLAWELL, que ces expérimentateurs aient effectué leurs mesures sur des échantillons ne présentant pas exactement les mêmes orientations relatives des deux phases que dans notre cas.

CHAPITRE III

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Nous avons procédé à des essais de traction sur des éprouvettes d'eutectique Al-Al_2Cu orienté, en faisant varier la direction de traction par rapport au plan moyen des lamelles. En cours d'essai, nous avons mesuré les déformations locales de l'éprouvette à l'aide de micro-jauges d'extensométrie.

1/REALISATION des EPROUVETTES :

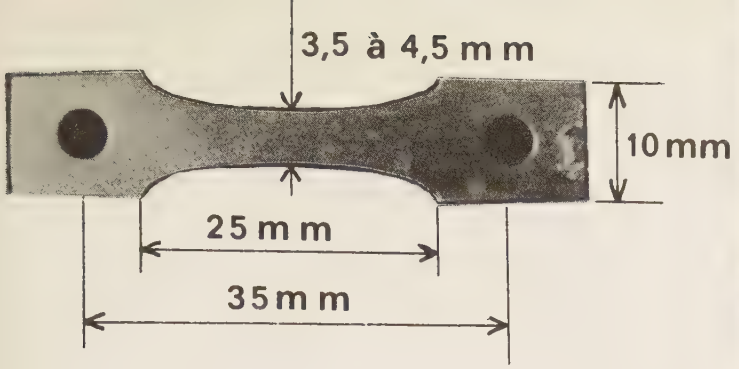
Nos éprouvettes présentent la particularité d'être découpées dans un seul grain d'eutectique lamellaire. Ces éprouvettes ont une section rectangulaire et leurs dimensions sont données sur la figure 8.

Après quelques essais sur des éprouvettes à section constante (Fig. 9) nous avons été amenés à utiliser des éprouvettes à section variable (Fig. 8) afin de localiser la rupture au centre de l'éprouvette, le plus près possible de l'endroit où sont placées les jauges d'extensométrie.

Sur toutes les éprouvettes utilisées, le plan des lamelles eutectiques est perpendiculaire au plan de l'éprouvette. Dans les monograins eutectiques orientés, nous découpons donc, par tronçonnage mécanique, des plaquettes rectangulaires, de plan perpendiculaire au plan moyen des lamelles, et de grand axe parallèle à la direction de croissance du barreau. L'épaisseur de départ de ces plaquettes est comprise entre 1 et 1,5 mm.

A partir de ce stade, la fabrication des éprouvettes s'effectue selon le processus suivant :

- si nécessaire, le parallélisme des deux faces de la pla-



GURE 8 : Eprouvette de traction
section variable

FIGURE 9 : Eprouvette de traction
à section constante

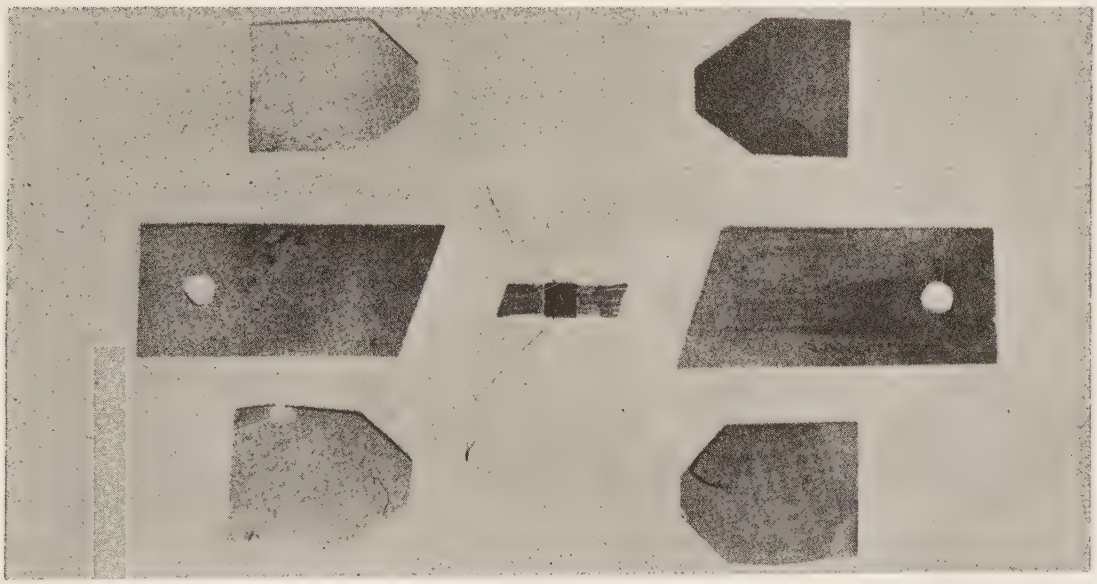
FIGURE 10

a/ Schéma d'une éprouvette à têtes rapportées

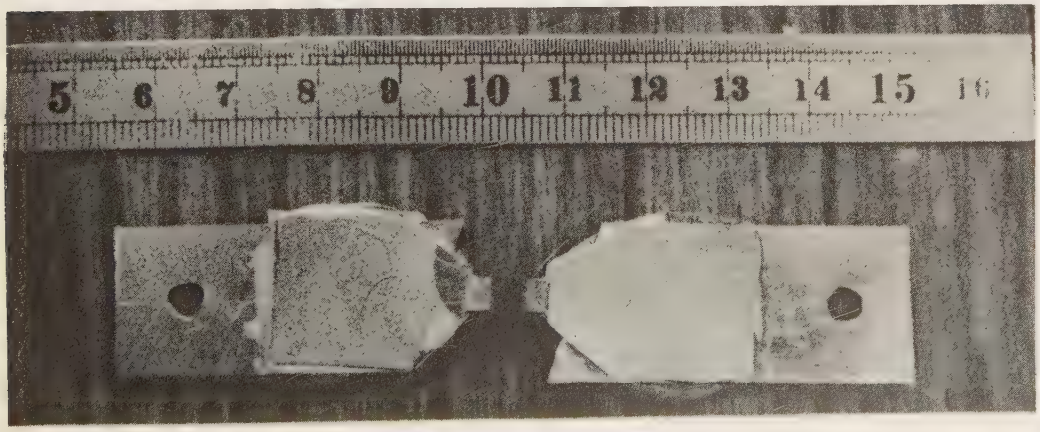
Coupe

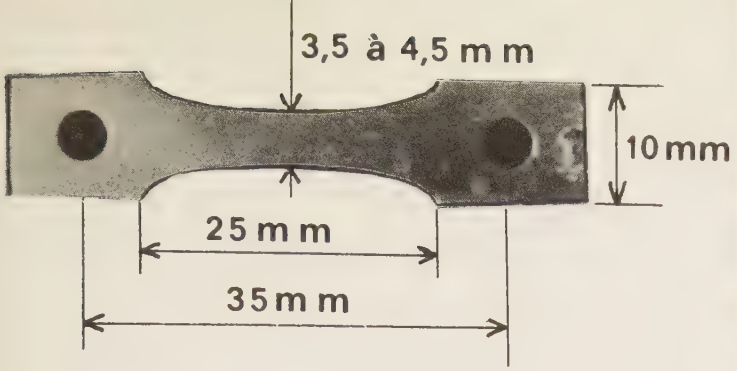
Vue de dessus

b/ Eprouvette à têtes rapportées avant montage



c/ Eprouvette à têtes rapportées après montage





GURE 8 : Eprouvette de traction
section variable

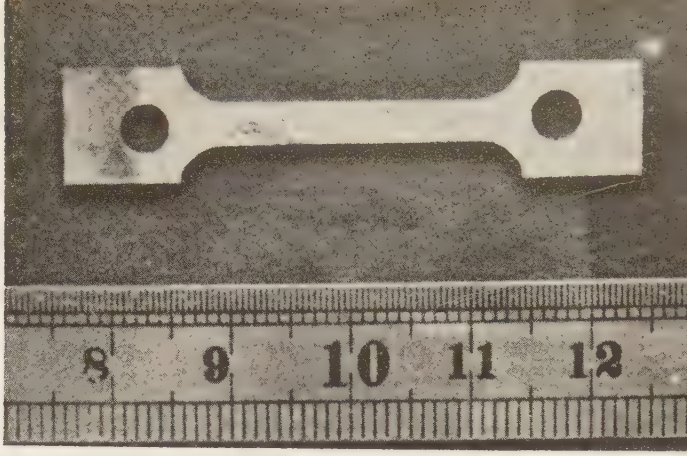
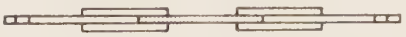


FIGURE 9 : Eprouvette de traction
à section constante

FIGURE 10

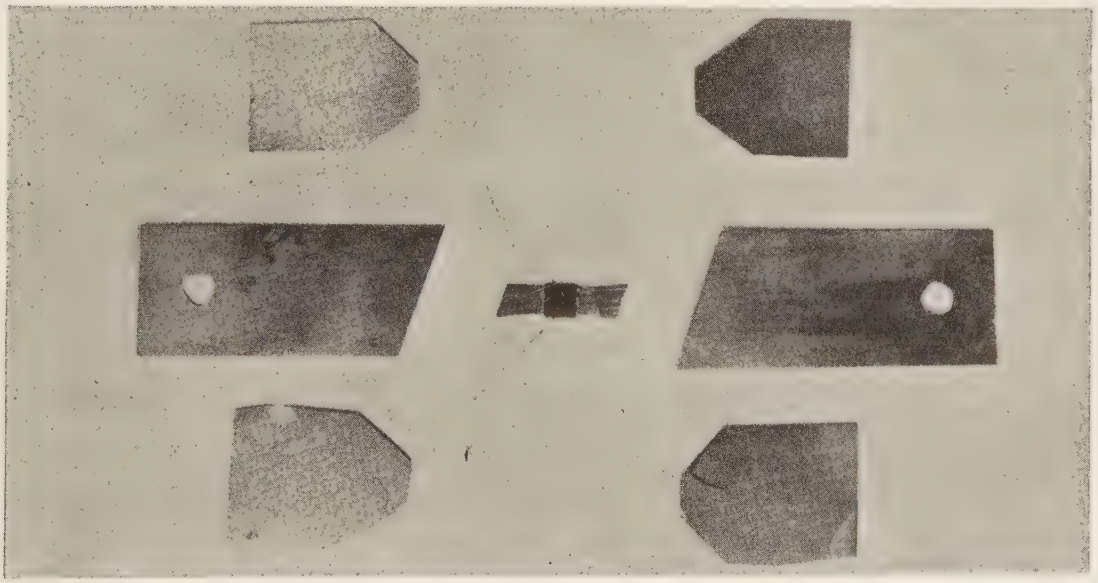
a/ Schéma d'une éprouvette à têtes rapportées



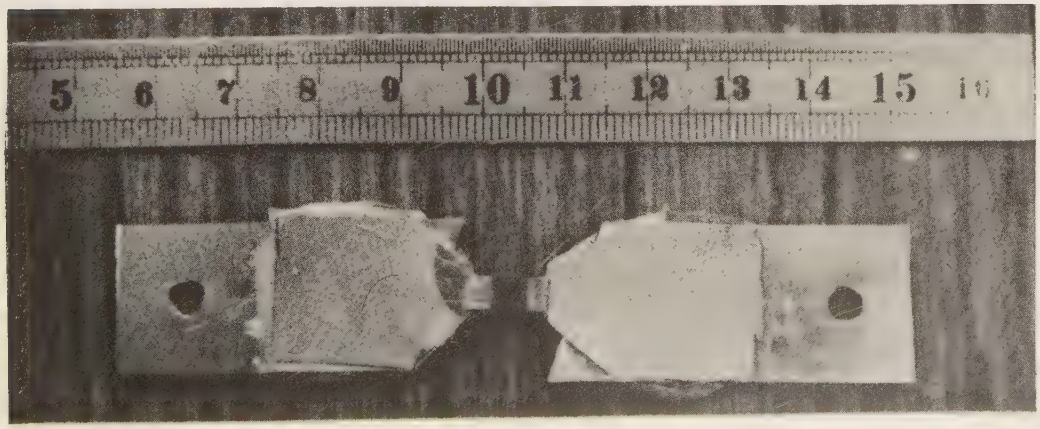
Coupe

Vue de dessus

b/ Eprouvette à têtes rapportées avant montage



c/ Eprouvette à têtes rapportées après montage



quette est rectifié par polissage mécanique.

- une face de la plaquette est polie mécaniquement, avec finition à l'alumine extra-douce.

- après avoir coloré les lamelles d'Al_2Cu par une attaque de 1 à 2 mn dans l'acide nitrique dilué 5 à 10 fois, nous procédons au repérage de la direction exacte des lamelles : en effet, cette direction peut parfois s'écarter jusqu'à 10° de la direction axiale en certains points du barreau.

- éventuellement, pour certains échantillons, les orientations cristallographiques de la plaquette sont déterminées par examen au microscope électronique d'une lame mince prélevée dans le barreau eutectique de départ.

- nous traçons alors l'axe de la future éprouvette. Désignons par φ l'angle orienté de la direction de croissance de l'eutectique à la direction de traction (Fig. 11).

- le contour de l'éprouvette et les trous d'amarrage des têtes sont ensuite découpés par électro-érosion. Cette méthode de découpe a été choisie avec l'intention d'éviter au maximum l'écrouissage préalable des échantillons. De plus, un usinage traditionnel (fraisage ou poinçonnage) s'est avéré impossible compte tenu de la fragilité de notre alliage.

- afin d'amener l'éprouvette ainsi découpée à l'épaisseur uniforme désirée, ses deux faces subissent un polissage mécanique avec finition à la pâte diamantée. L'épaisseur finale est de l'ordre de 1 mm pour les éprouvettes découpées d'une seule pièce.

- l'éprouvette est alors polie électrolytiquement sur toutes ses faces afin d'éliminer l'écrouissage superficiel provoqué par les traitements précédents ; le dispositif de polissage est schématisé figure 12. L'électrolyte utilisé (30 % acide perchlorique, 56 % anhydride acétique) doit être maintenu à la température ambiante ou légèrement refroidi (en particulier lors de sa préparation, qui présente des risques d'explosion). L'intensité du courant d'électrolyse est de l'ordre de 0,5 A, sous une tension de quelques volts. La dissolution, prolongée pendant 1/2 heure dans ces conditions, réduit d'environ 0,02 mm chacune des dimensions de l'éprouvette. A sa sortie

du bain d'électrolyse, l'éprouvette subit un rinçage à l'eau, et un nettoyage de surface à l'aide d'un tampon de coton imbibé d'une solution basique (soude normale ou ammoniaque, dilués 1 fois).

- la phase suivante consiste à fixer sur l'éprouvette, à l'aide d'une colle spéciale au cyanocrylate ("M_{200}" de Micro Measurements, ou "Z_{70}" de H.B.M.) les jauges d'extensométrie prévues pour mesurer les déformations de l'alliage lors de l'essai de traction.

- dans certains cas, compte tenu de la valeur désirée pour l'angle φ, il est impossible de découper la totalité de l'éprouvette dans la plaquette, dont la largeur est 12 mm. Nous avons alors rapporté des têtes par collage à la partie centrale de l'éprouvette (voir Fig. 10 a,b,et c). Ces têtes sont constituées de plaquettes de Duralumin ayant exactement la même épaisseur que l'éprouvette. Il est d'ailleurs nécessaire de réduire cette épaisseur à 0,5 ou 0,2 mm afin que la partie utile de l'éprouvette se rompe avant le collage. Ce collage se fait à l'aide d'une colle classique pour métaux ("Araldite"). Des renforts eux aussi en Duralumin consolident les deux faces de chaque collage en recouvrant les extrémités de l'éprouvette sur une longueur de 2 à 3 mm (cf. Fig. 10 a). Le Duralumin a été choisi pour la fabrication des têtes à cause de son module d'élasticité voisin de celui de l'eutectique : les efforts de cisaillement en cours d'essai au niveau du collage sont ainsi limités.

A l'issue de ces 7 à 10 opérations successives, l'éprouvette est mise en place sur la machine destinée à exercer la traction, et les jauges d'extensométrie connectées au dispositif de mesure.

2/ DISPOSITIFS de TRACTION et de MESURE :

Pour cette étude, nous avons construit un système simple de traction de l'éprouvette (voir Fig. 13) : un robinet à débit constant remplit peu à peu d'eau le récipient 1, dont le poids, démultiplié par le levier 2, s'exerce sur l'éprouvette, suspendue en 3 à un bâti rigide. L'ensemble constitue une machine de traction "molle", qui permet d'obtenir des vitesses de charge constantes au cours d'un essai, et correctement reproductibles. Dans

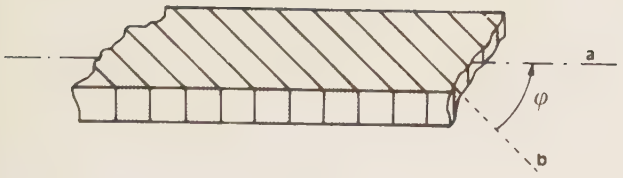


FIGURE 11 : Position des lamelles dans une éprouvette de traction
a/ Direction de traction
b/ Direction de croissance

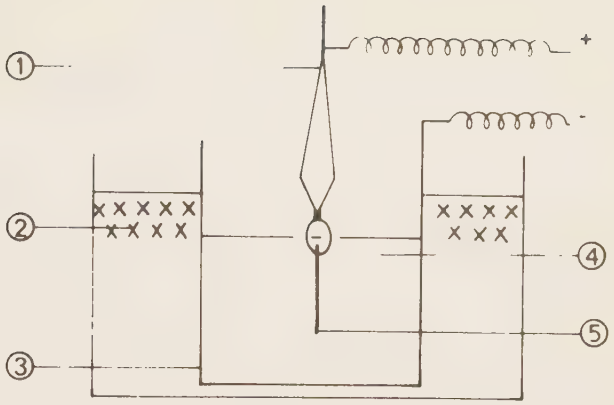


FIGURE 12 : Dispositif de polissage électrolytique
1 : pince en acier inoxydable
2 : glace fondante
3 : bécher en acier inoxydable
4 : électrolyte
5 : éprouvette à polir

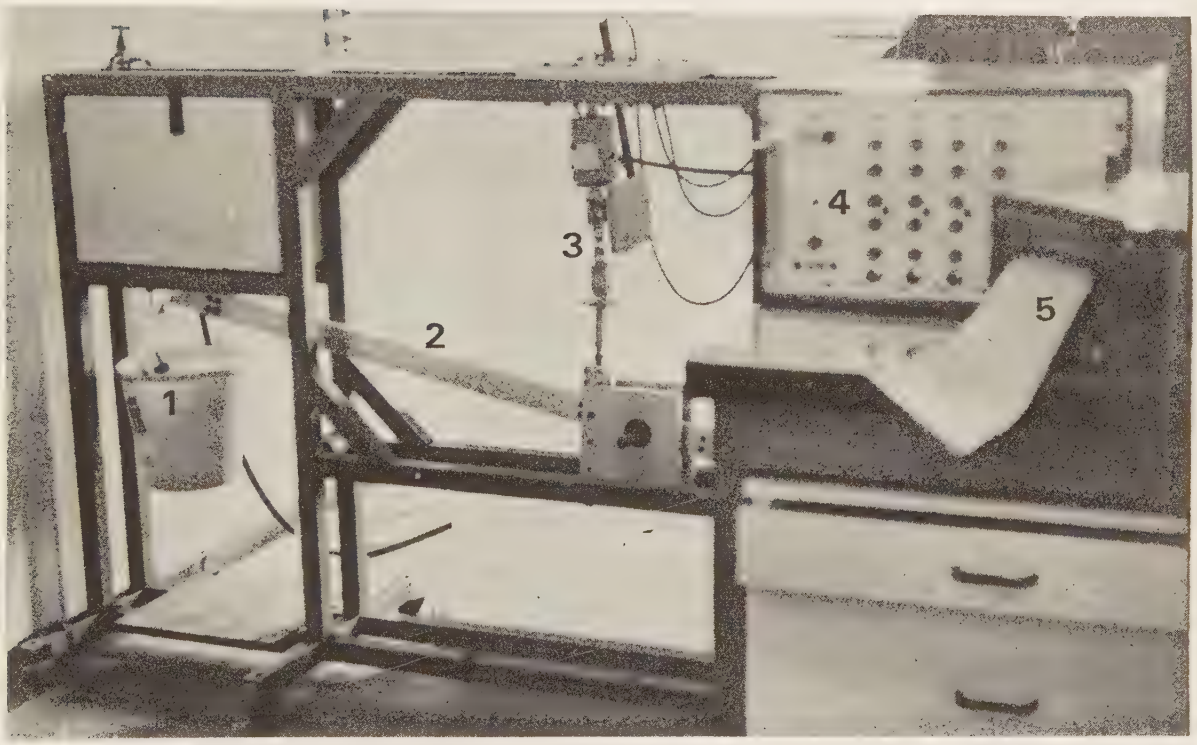


FIGURE 13 : Dispositif de traction

1 : Récipient
2 : Levier
3 : Eprouvette
4 : Pont d'extensométrie
5 : Enregistreur

le cas de nos essais, ces vitesses de charge sont situées dans la gamme 3 kg/mn à 5 kg/mn. Les vitesses de déplacement de l'attache mobile dépendent de l'échantillon ; elles varient au cours d'un même essai entre environ 5 µm/mn au cours du stade de déformation élastique, et 20 µm/mn au cours de la déformation plastique. L'ensemble sur lequel s'exerce l'effort de traction comporte, entre les attaches de la machine de traction (voir Fig. 14 et 15) :

- un capteur de force H.B.M. type U_1-500 K, capacité 0-500 kgf (B)
- l'éprouvette E accrochée par l'intermédiaire de deux étriers D et F
- un tendeur à vis H, utilisé pour compenser les jeux
- des rotules A, C et G destinées à faciliter l'alignement

de l'ensemble.

Chacune des têtes de l'éprouvette est serrée entre deux rondelles larges (Fig. 16 a) qui, reposant sur des portées cylindriques dans les étriers de suspensions (Fig. 16 b), transmettent l'effort de traction. Ce montage permet d'éviter toute flexion parasite de l'éprouvette autour de l'axe des rondelles. Les flexions par rapport à une direction perpendiculaire à celui-ci sont compensées grâce à un montage adéquat des jauges d'extensométrie (Chap.IV, Parag.1).

Les jauges d'extensométrie fixées sur l'éprouvette, ainsi que le capteur de force sont reliés par des cables blindés à un pont d'extensométrie dynamique à fréquence porteuse (P, Fig. 15) "Schenk" type KWS 6 E_5, à 4 voies de mesure. Le principe de cet appareil consiste à inclure la jauge d'extensométrie collée sur l'éprouvette à étudier dans une branche d'un pont de Wheatstone en courant alternatif. Lorsque l'éprouvette se déforme, la résistance de la jauge varie, et le courant de déséquilibre du pont permet de mesurer l'allongement subi par la jauge.

Le signal fourni par chacune des voies de mesure est transmis par fils blindés, selon les besoins, à un enregistreur XY, ou à un enregistreur multivoie "Ultralette 1620", permettant de mesurer de façon continue effort et déformations (M, Fig. 15).

FIGURE 14 : Détail du montage de l'éprouvette

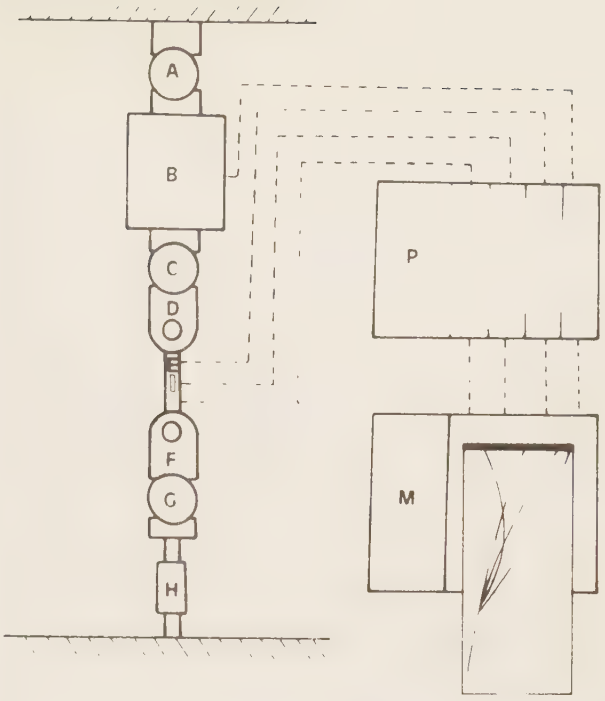
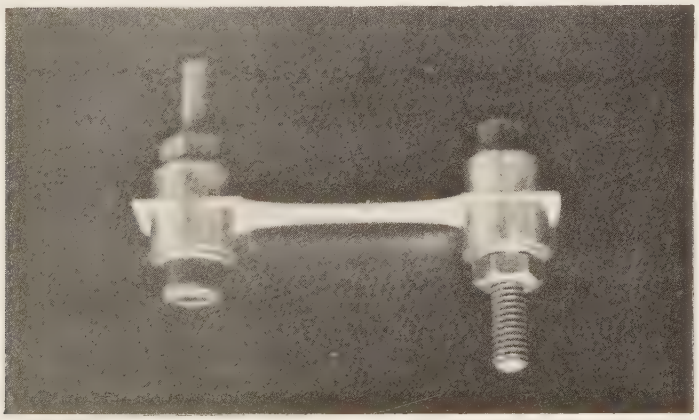


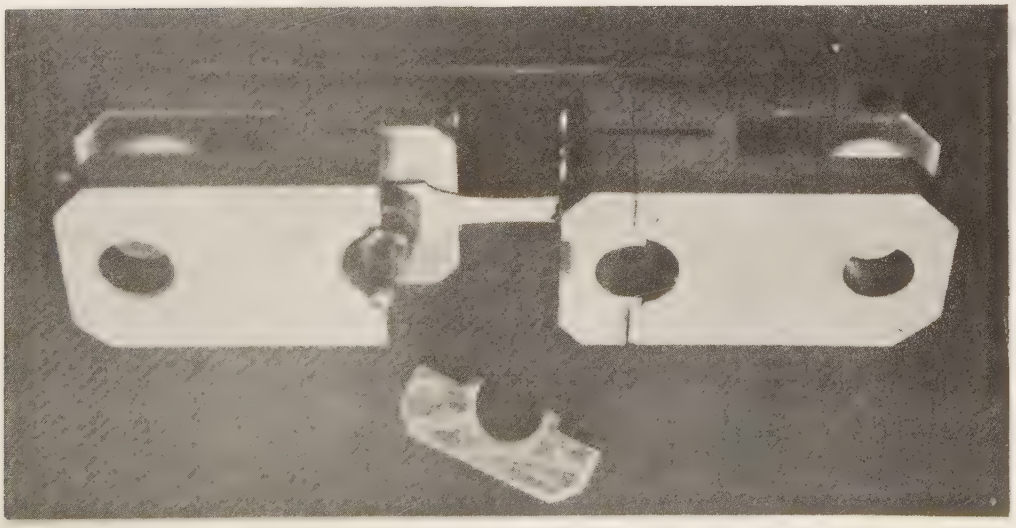
FIGURE 15 : Schéma de montage de l'éprouvette

FIGURE 16 :

a/ Eprouvette munie de ses rondelles



b/ Eprouvette montée dans ses étriers



3/ TECHNIQUES d'EXAMEN en MICROSCOPIE OPTIQUE et ELECTRONIQUE :

Le polissage électrolytique donne à la surface des éprouvettes un aspect convenable pour l'observation au microscope optique ou au microscope électronique à balayage.

Les surfaces de fracture des éprouvettes peuvent être observées au microscope électronique à balayage, sans préparation spéciale.

La réalisation de lames minces d'eutectique, soit en vue de l'orientation préalable, soit pour l'examen des structures obtenues dans les éprouvettes après traction, est faite par polissage au jet à partir de pastilles circulaires de 3 mm de diamètre et de 0,20 à 0,15 mm d'épaisseur, selon une technique due à BONNET (électrolyte : 30 % acide nitrique, 70 % alcool méthylique ; voltage 21 à 27 V, température : - 45°C à - 50°C). Il est toutefois très fréquent que les lames minces obtenues dans ces conditions présentent une attaque inégale des deux phases, surtout lorsque le plan des lamelles est perpendiculaire au plan de la lame mince. L'épaisseur trop importante des lamelles de phase α après polissage les rend alors inobservables en microscopie électronique par transmission sous une tension de 100 kV. Il est possible de corriger ce défaut par un polissage final supplémentaire, déjà utilisé par WEATHERLY[46], qui consiste à plonger pendant 2 ou 3 secondes la lame mince défectueuse portée à un potentiel positif de 50 V, dans le même électrolyte que précédemment, refroidi à - 75°C ± 5°C.

Les lames minces ainsi obtenues sont examinées à l'aide d'un microscope électronique JEM 100 B, 100 kV, muni d'une platine goniométrique permettant d'incliner l'échantillon en tous sens de ± 30° par rapport à l'horizontale.

CHAPITRE IV

RESULTATS DES MESURES ET OBSERVATIONS

1/ CARACTERISTIQUES des ESSAIS EFFECTUES :

Pour simplifier l'expression du tenseur des contraintes qui sera utilisé au chapitre suivant, le milieu lamellaire est rapporté au système d'axes orthonormés représenté sur la projection stéréographique de la figure 17, dont le plan de base est $(111)_\alpha$. Nous conviendrons de compter l'angle φ positivement lorsque la direction de traction est comprise entre $+\vec{x}_1$ et $+\vec{x}_3$.

Compte tenu de la manière dont les éprouvettes de traction monogranulaires sont découpées (Chap. III, 1°/), leur plan est donc toujours le plan $(\vec{x}_1, \vec{x}_3)$. Ce plan contient également toutes les directions de traction étudiées. Nous avons reporté les points représentant ces directions sur la figure 17, ainsi que les valeurs correspondantes de l'angle φ. Etant donné les incertitudes expérimentales sur la position exacte du plan de chaque éprouvette, et sur la valeur exacte de l'angle φ, la marge d'erreur sur la position des directions de traction est de l'ordre de $\pm 5°$.

Les jauges d'extensométrie fixées sur chaque éprouvette pour mesurer des déformations peuvent être utilisées selon deux types de montage différents :

- montage en pont complet : deux jauges identiques, orientées dans la même direction, sont fixées sur les faces opposées de l'éprouvette. Elles sont ensuite connectées à deux branches opposées du pont d'extensométrie. La mesure effectuée étant une moyenne du signal des deux jauges, ce montage permet de compenser toute flexion initiale de l'éprouvette.

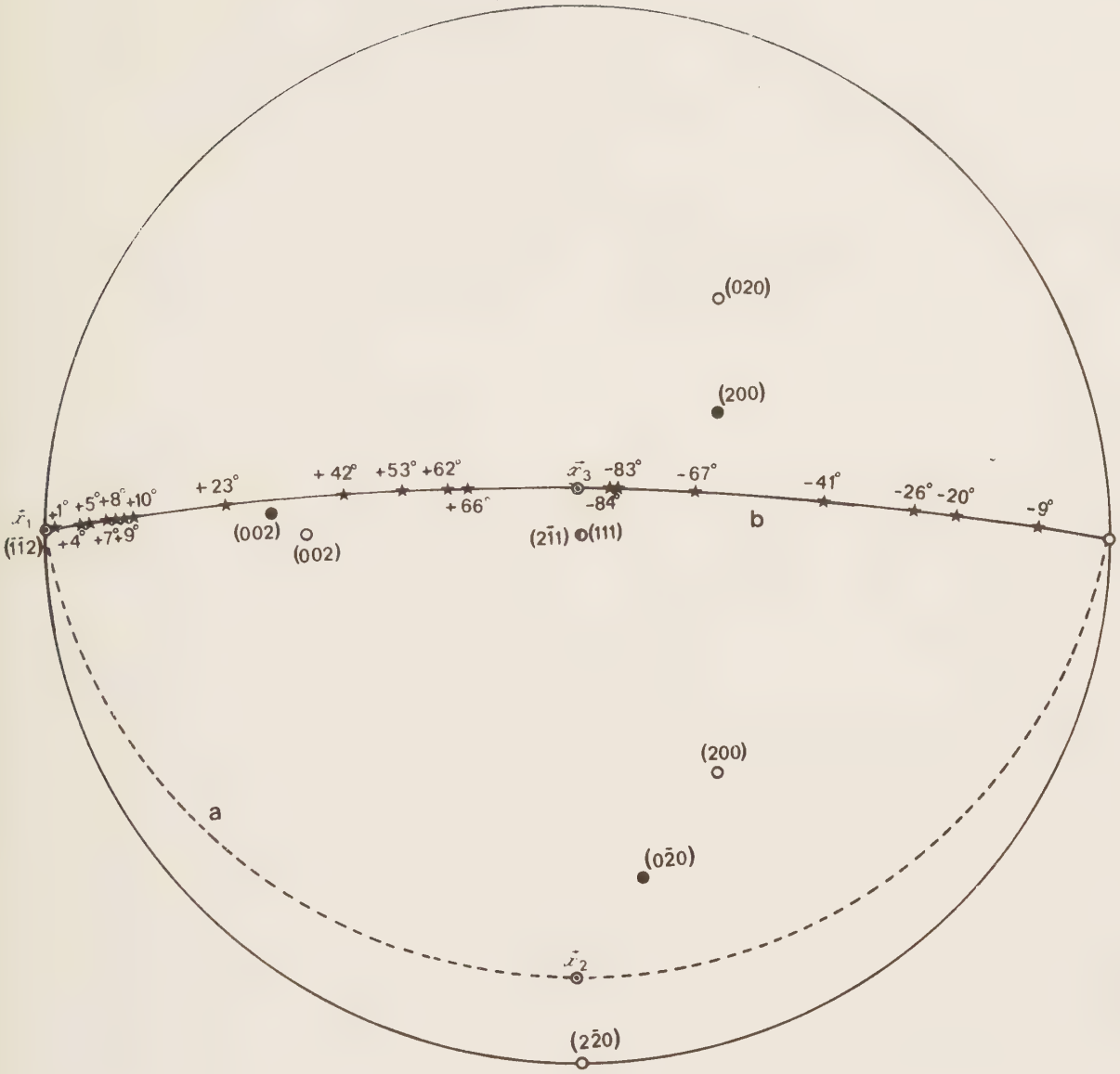


Figure 17 : Projection stéréographique du repère de référence $\vec{x}_i$ (i = 1, 2, 3), et des directions de traction.

- montage en demi-pont : une seule jauge collée sur l'une des faces de l'éprouvette, est utilisée pour fournir l'allongement dans une direction donnée. Dans ce cas, les mesures de déformation sont évidemment entachées d'une incertitude beaucoup plus importante, liée à une éventuelle flexion initiale de l'éprouvette. Cet effet est particulièrement néfaste pour la détermination des modules d'élasticité. Nous avons cependant dû recourir à ce montage pour quelques éprouvettes à tête rapportée où le branchement en pont complet était rendu pratiquement impossible.

Deux types de jauges d'extensométrie sont utilisés dans notre étude :

- des jauges simples, H.B.M. type 0,6/120 LE 13 (dimensions du support : 5,3 mm x 4 mm, dimensions de la grille : 0,6 mm x 1,2 mm). Ces jauges sont collées sur l'éprouvette de manière à fournir la valeur de l'allongement dans la direction de traction.

- des rosettes de trois jauges à grilles superposées, Micro Measurements type WA-13-030 WR 120, dont les directions de mesures font entre elles des angles de 45° et 90° (dimensions du support : 4,5 mm x 4,8 mm, dimensions de chaque grille : 0,8 mm x 0,8 mm). L'intérêt de telles rosettes réside dans le fait que les mesures recueillies permettent, pour toute valeur de la contrainte, de reconstituer le cercle de Mohr des déformations du plan, donc de connaître les valeurs des déformations principales et leur direction (Voir Annexe).

Compte tenu des très faibles dimensions de leurs bases de mesure, on peut considérer que les deux types de jauges utilisés fournissent des valeurs relativement ponctuelles, à l'échelle de l'éprouvette, des déformations du milieu lamellaire.

2/ RESULTATS des MESURES :

Nous avons procédé à une dizaine d'essais préliminaires sur des éprouvettes polygranulaires d'eutectique brut de coulée sous vide, et à 19 essais sur éprouvettes monogranulaires.

La figure 18 reproduit un exemple de courbe obtenue sur enregistreur XY, avec en ordonnée , la force appliquée à l'éprouvette (signal fourni par le capteur de force) et en abcisse l'allongement relatif ϵ dans la direction de traction, dont la valeur est mesurée à l'aide de la jauge d'extensométrie. La valeur de la contrainte à chaque instant s'obtient en divisant la force appliquée par la section s de l'éprouvette au niveau de la jauge. Cette section est supposée constante au cours de l'essai, compte tenu de la très faible amplitude des déformations, et de l'absence de striction macroscopique sensible, même pour les éprouvettes présentant les plus forts allongements. D'un tel enregistrement peuvent se déduire tous les renseignements classiques que donne une courbe de traction : module d'élasticité E, limite élastique σ_E, taux de consolidation $\frac{d\sigma}{d\epsilon}$, contrainte de rupture R, allongement total à la rupture ϵ_R.

Nous avons reconstitué sur la figure 19 un enregistrement relatif à une éprouvette munie d'une rosette tridirectionnelle en réduisant l'échelle des temps et en supprimant les changements d'amplification en cours d'enregistrement. A partir de cet enregistrement, il est possible de tracer la courbe de traction conventionnelle, en reportant, pour chaque contrainte, la valeur de l'allongement dans la direction de l'axe de l'éprouvette (ϵ_N sur la figure 19). En plus des renseignements fournis par les courbes du type précédent, ces enregistrements permettent de tracer, pour toute valeur de la contrainte, le cercle de Mohr des déformations selon le processus exposé en Annexe.

Mise à part la partie élastique, les courbes contrainte/allongement dans la direction de traction ont toutes une allure exponentielle. Nous avons remarqué que, tracées en coordonnées logarithmiques, elles se présentent généralement sous forme d'une droite. Elles peuvent donc être représentées par une relation dite de Hollomon :

$$\sigma = A\ \epsilon^m$$

dans laquelle l'exposant m, pente de la droite en coordonnées logarithmiques, caractérise la consolidation. Parfois, les courbes de traction en coordonnées

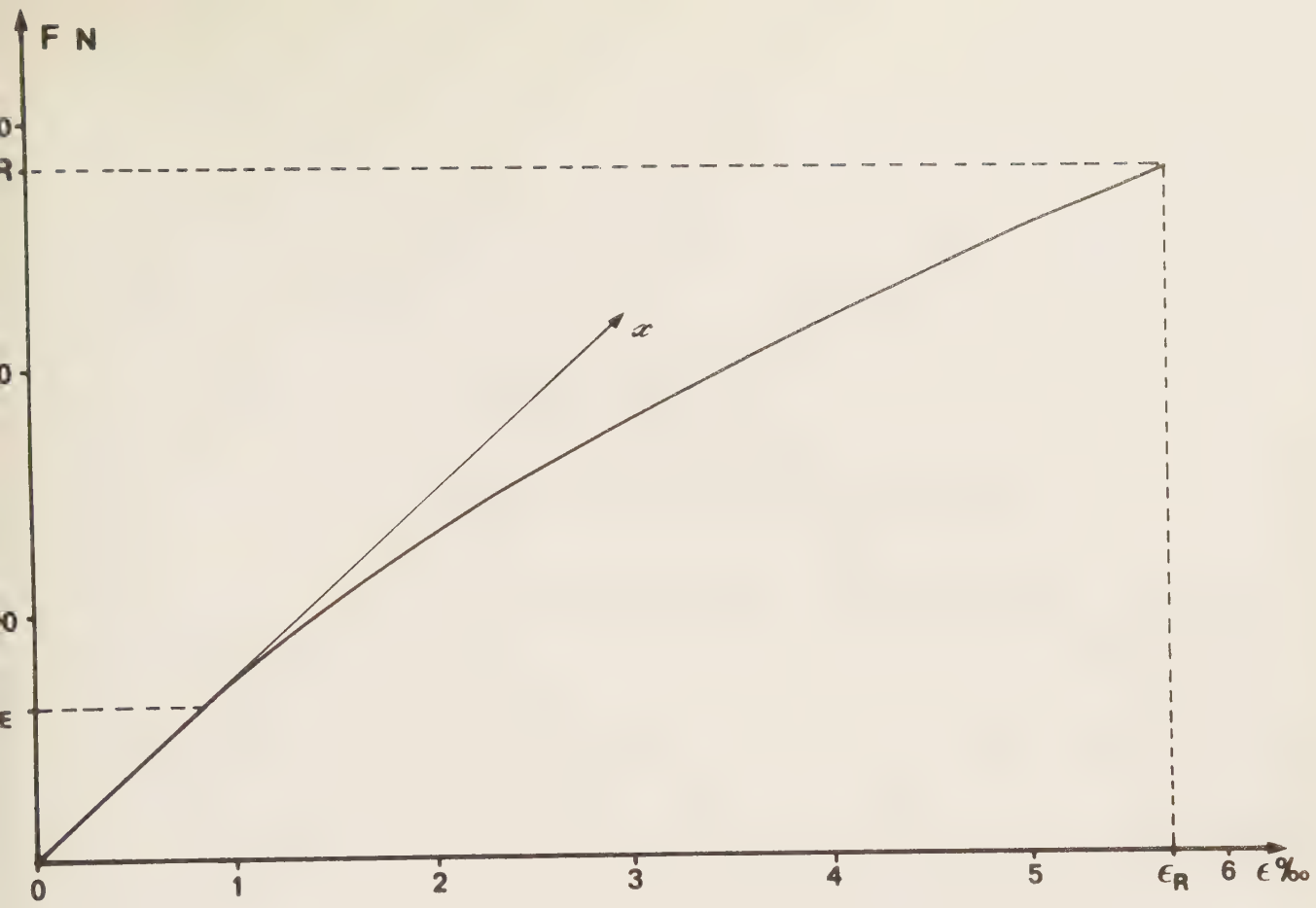


Figure 18 : Courbe de traction en enregistrement XY

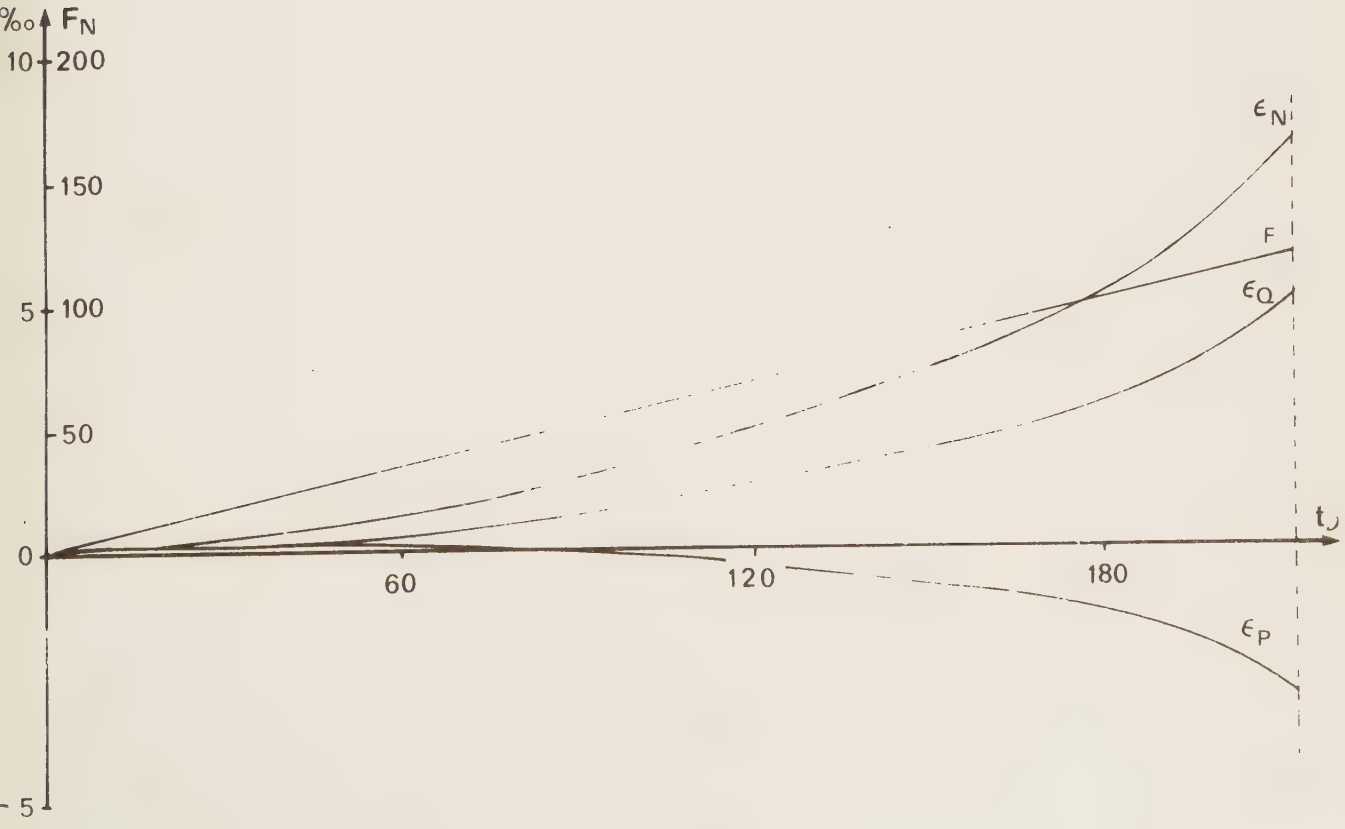


Figure 19 : Courbes de traction en enregistrement multivoie

logarithmiques se présentent sous forme de deux parties rectilignes successives de pente différente ; deux relations du même type que la précédente peuvent alors les représenter :

$\sigma = A\varepsilon^{m}$, jusqu'à $\varepsilon = \varepsilon_o$

$\sigma = \sigma_o + A'\varepsilon^{m'}$ (Relation de Ludwik) entre ε_o et ε_R

Le tableau II regroupe, outre les renseignements sur la géométrie de chaque éprouvette et sur sa rupture, les principaux résultats déduits de sa courbe de traction. Pour les éprouvettes portant des jauges tridirectionnelles, les valeurs et les directions des déformations principales sont analysées en détail au chapitre VI. Lorsque la rupture d'une éprouvette, à la suite d'un défaut de fabrication, s'est produite à la tête (tête normale ou tête rapportée par collage), il va de soi que les valeurs de contrainte et d'allongement à la rupture mesurées et portées dans le tableau II ne constituent que des limites inférieures des valeurs réelles. Pour les éprouvettes équipées de jauges d'extensométrie montées en demi-pont, les modules et limites d'élasticité n'ont pas été relevées, compte tenu de leur très faible fiabilité, sauf pour l'eutectique brut de coulée, où nous avons pu sélectionner parmi les éprouvettes testées celles qui donnaient les résultats les plus rigoureux. Nous avons noté également les valeurs de l'exposant m de la relation de Hollomon, déterminées graphiquement pour chaque courbe de traction. Dans le cas où la droite en coordonnées logarithmiques présente un changement de pente, nous avons porté dans le tableau les deux valeurs de m.

Les remarques faites au chapitre III, paragraphe 1, à propos des écarts dans la direction des lamelles, et au chapitre II, paragraphe 2, concernant les variations de la distance interlamellaire le long du barreau, expliquent les incertitudes assez importantes que nous relevons pour ω et λ. L'erreur sur les modules d'Young et les contraintes de rupture provient pour la plus grande partie de l'incertitude sur la valeur de la section de l'éprouvette, qu'il est difficile d'obtenir avec une précision meilleure que 5 % à 10 %. On notera aussi la grande imprécision des valeurs de limite d'élasticité, due à la difficulté, habituelle pour cette caractéristique mécanique,

TABLEAU II : Résultats expérimentaux

Type d'éprouvette	Type des jauges	Localisation de la rupture	φ°	λ µm	E_{φ} Module d'Young hb	σ_E Limite d'élasticité hb	R_{φ} Contrainte de rupture hb	ϵ_R Allongement à la rupture ‰	m Exposant d'écrouissage (± 0,05)
C	U 1/2 P	Partie utile	Eutectique brut de coulée	2 à 8	7600 ± 1000	4,4 ± 0,5	13,0 ± 1	3,32 ±0,02	0,98 0,58
C	U 1/2 P	Partie utile	Eutectique brut de coulée	2 à 8	6500 ± 1000	4,5 ± 0,5	10,2 ± 1	2,90 ± 0,02	0,98 0,58
C	U 1/2 P	Partie utile	Eutectique brut de coulée	2 à 8	7200 ± 1000	4,6 ± 0,5	11,5 ± 1	3,20 ± 0,02	0,98 0,58
C	U 1/2 P	Partie utile	+ 6 <+8 <+12	3,5 ±0,5			20,8 ± 2	3,91 ± 0,02	1,03 0,68
C	U P C	Tête	+2,5<+5<+7	3,5±0,5	7320 ± 900	1,7 ± 0,5	≥13,7 ±1,2	≥2,85 ± 0,02	0,99 0,75
C	U P C	-	+6<+7<+9	3,6±0,6	7800 ± 600	0,7 ± 0,3	Essai interrompu		0,97
C	U 1/2 P	Tête	-2<+1<+4	3,6±0,6			≥16,5 ±1,2	≥3,36 ±0,02	0,96
C	U 1/2 P	Collage et Partie utile	-30<-20<-12	4,0±0,5			14,0 ±1,5	18,5 ± 0,5	0,47 0,30
C	U 1/2 P	Collage	+49<+53 <+ 59	3,4±0,5			≥2,7 ±0,4	≥0,40 ±0,01	0,61
C	U 1/2 P	Sous la jauge	-90<-83<-74	3,9±0,6			3,3 ±0,4	1,250±0,005	0,95
C	U 1/2 P	Sous la jauge	+59<+62<+66	4,4±0,5			6,6 ±0,6	3,54 ±0,03	0,98 0,62
C	U PC	Sous la jauge	+60<+66<+73	4,2 ±0,5	7300 ± 900	2,3 ±0,4	6,9 ± 1	2,2 ±0,2	1,03
V	Tri N Q } 1/2 P P : PC	Tête	+6 <+9 <+12	3,2 ±0,5			≥16,8 ± 1	≥2,3 ±0,2	0,44
V	Tri N Q } PC P	Partie utile	+1<+4 <+7	2,8±0,5	8350 ± 550	0,8 ±0,2	28,5 ±1	4,94±0,02	0,91
V	Tri N Q } PC P	Partie utile	-70<-67<-64	4,8±0,5	11200±1500	1,6 ± 0,5	5,4 ±0,3	1,18±0,01	0,84 0,48
V	Tri N Q } PC P	Partie utile	+20<+23<+26	7,0±0,5	9100±1600	1,4 ±0,4	14,9 ± 0,9	8,4 ±0,2	1,06 0,46
V	Tri N Q } PC P	Partie utile	-30<-26<-22	8,0±0,5	12300±2200	0,99±0,3	17,0 ±1,5	8,5 ±0,1	0,68 0,53
V	Tri N Q } PC P	Collage	+39<+42<+48	7,0±0,5	9400±1200	2,1±0,4	≥10,8±0,7	≥7,9±0,1	0,65 0,39
V	Tri N Q } PC P détériorée	Partie utile	-89<-84<-79	6,6±0,5	7700±700	2,5±0,2	6,35 ± 0,3	1,15 ± 0,02	0,75
V	Tri N Q } PC P	Partie utile	-44<-41<-38	5,8±0,5	8200±1000	1,1±0,2	11,0 ± 0,7	7,6 ± 0,1	0,52
V	Tri N : PC Q P } 1/2 P	Partie utile	+7<+10<+13	7,0±0,5	7900±700	1,3±0,2	28,2 ±1,1	7,1 ±0,1	0,81
V	Tri N Q } PC P	Tête	-12<-9<-6	7,0±0,5	8100±1200	1,0±0,5	≥12,4±0,8	≥2,42±0,05	0,82

Légende : C : éprouvettes à section constante. U : jauge unidirectionnelle 1/2 P : montage en demi-pont
V : éprouvettes à section variable. Tri : jauges tridirectionnelles P.C. : montange en pont complet.

N désigne la jauge d'extensométrie parallèle à la direction de traction.
Q, P désignent les jauges d'extensométrie à 45° par rapport à la direction de traction.

d'apprécier sur les enregistrements le moment où les courbes cessent d'être linéaires.

3/ OBSERVATIONS MICROGRAPHIQUES

Les observations micrographiques les plus significatives que nous ayons réalisées ont été faites par microscopie électronique à balayage, sur des éprouvettes à faible angle φ (1 à 4°) tractionnées en cours d'observation, sur la platine même du microscope.

Nous avons ainsi pu observer sur l'éprouvette les détails de la déformation, la création de fissures (Fig. 20) et même leur propagation : les clichés a) à c) de la figure 21 montrent différents stades de l'ouverture d'une fissure. La déformation du matériau lamellaire semble ici faire intervenir deux mécanismes : des fissures transversales dans les lamelles Al_2Cu (Flèches 1 sur la figure 20), et des glissements dans la phase α (Flèches 2). Une seconde conclusion extrêmement importante de ces observations est l'hétérogénéité de la déformation (tout au moins pour les valeurs de φ concernées) : la partie utile des éprouvettes ne présente ni ruptures de lamelles θ, ni glissements dans la phase α, en dehors de la proximité immédiate (moins de 100 μm) de la cassure, et de quelques autres zones bien circonscrites. Cette hétérogénéité a déjà été signalée par YUE et coll.[17] qui évaluent à 15 % la différence de déformation maximale entre deux points d'une même éprouvette.

Il est possible également d'observer par microscopie électronique à balayage et par microscopie optique un troisième mécanisme de déformation, sur des éprouvettes d'angle φ plus élevé, au voisinage de la surface de rupture : il s'agit de fissurations longitudinales qui ont lieu soit dans les lamelles Al_2Cu (Fig. 22, Flèche 1) soit dans le plan du joint de phases(Fig. 22, Flèche 2).

Les examens en microscopie optique sur éprouvettes déjà rompues permettent d'observer des fissures à proximité de la surface de rup-

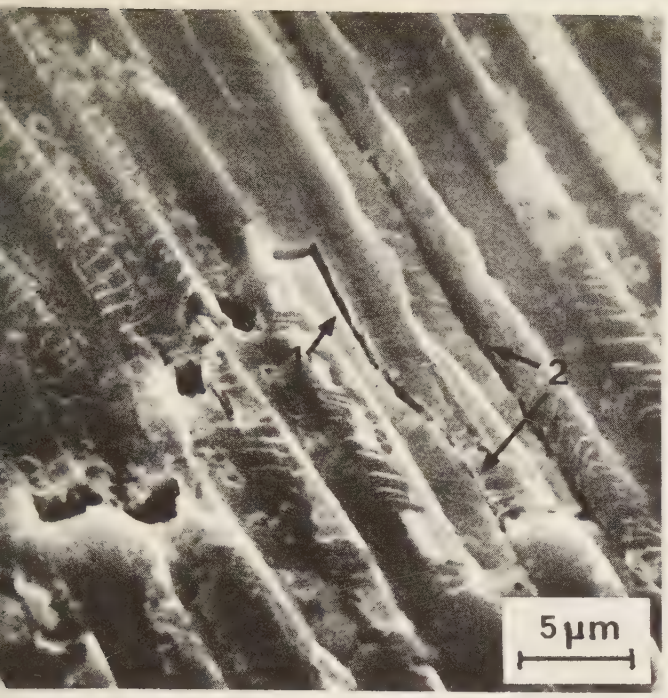


Figure 20

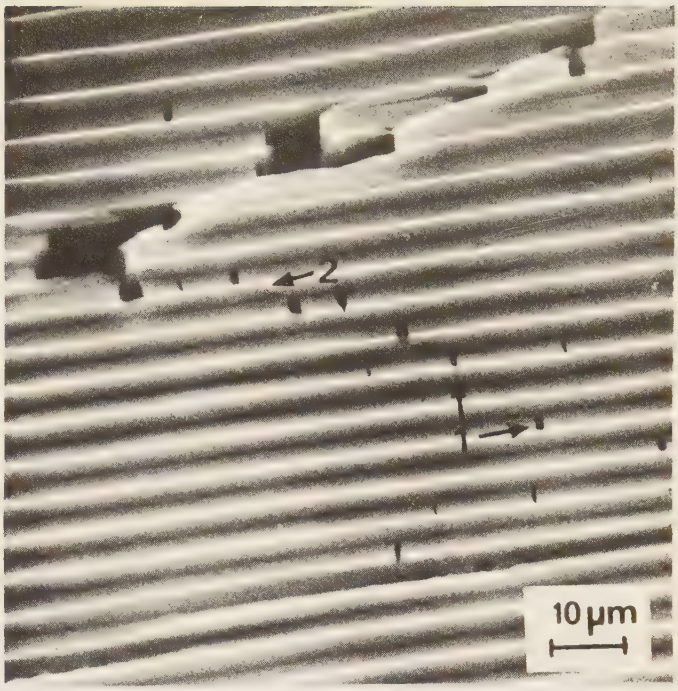
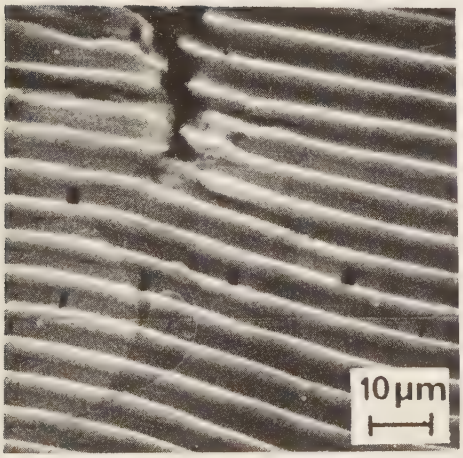
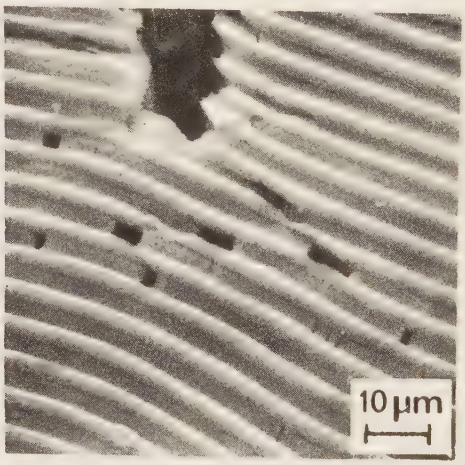


Figure 20

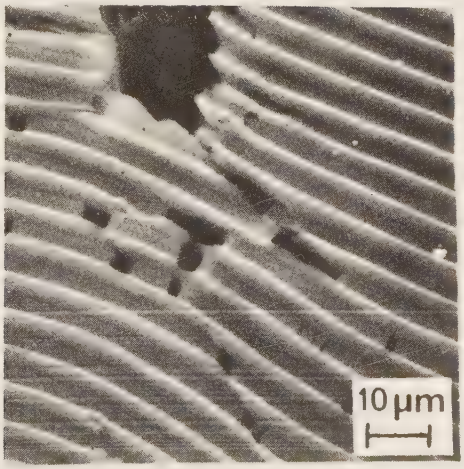
Différents types de fissures et lignes de glissements à la surface d'échantillons eutectiques tractionnés.



a)



b)



c)

Figure 21 : Trois stades de l'ouverture d'une fissure en cours de traction.

ture, et de constater que les micro-ruptures transversales sont beaucoup plus réparties sur toute la partie utile de l'éprouvette dès que la valeur de ω atteint 20°.

4/ OBSERVATIONS en MICROSCOPIE ELECTRONIQUE à TRANSMISSION :

Nous avons prélevé des lames minces dans les parties utiles des éprouvettes de traction après rupture, afin d'examiner les structures de dislocations et les micro-ruptures présentes dans les échantillons pour diverses valeurs de l'angle ω.

Une constatation générale tout d'abord : nous n'avons pas décelé de dislocations dans la phase θ sur aucune de nos lames minces. Elle peut cependant en contenir quelques-unes : BONNET en a observé en très petit nombre, à l'aide d'un microscope électronique à 200 kV de tension accélératrice, dans des zones de métal beaucoup trop épaisses pour être transparentes à 100 kV, sur des monograins eutectiques orientés non écrouis. D'autre part, PROUIX[47], dans une étude récente consacrée au fluage en compression de l'eutectique Al-Al_2Cu, a observé des empilements de dislocations dans la phase θ. Il a pu déterminer leur vecteur de Bürgers, parallèle à $[001]_\theta$, et de module 4,87 Å. Pour nos lames minces, l'absence totale de dislocations visibles dans la phase θ peut s'expliquer, à notre avis, par le module de vecteur de Bürgers $\vec{b}$ relativement élevé que ces dislocations doivent avoir dans un cristal aussi complexe qu'Al_2Cu : l'attraction par les surfaces libres, proportionnelle à b, serait alors assez importante pour faire disparaître, dans les zones très minces que nous observons, toutes les dislocations existant dans Al_2Cu avant la fabrication de la lame.

Pour les faibles valeurs de ω, le nombre de dislocations qui apparaissent dans la phase α pour nos échantillons tractionnés ne paraît pas plus important que dans des échantillons non soumis à essai. Il semble que les dislocations aient tendance à se situer au voisinage immédiat du joint de phases (Fig. 23).

Pour des angles ϖ légèrement plus élevés, la densité de dislocations est un peu plus importante, et, dans la plupart des lamelles, ces dislocations se regroupent sous forme de parois sensiblement normales aux lamelles dont l'écartement moyen est de l'ordre de la largeur de la lamelle (Fig. 24).

Dans les deux cas que nous venons d'évoquer, aucune fissure transversale de lamelle Al_2Cu n'est visible dans les zones observables de nos lames minces. Ceci corrobore bien le fait, mentionné au paragraphe précédent, que la déformation finale est extrêmement localisée pour ce type de sollicitation : nous n'avons pas eu la chance qu'une amorce de fissure traverse les zones transparentes de nos lames.

C'est sur une lame mince extraite d'une éprouvette dont l'angle ϖ vaut 20° que nous avons vu apparaître quelques micro-ruptures transversales de lamelles Al_2Cu. Le cliché de la figure 25 montre dans chacune des lamelles α encadrant la micro-rupture une concentration très importante de dislocations au voisinage des points où débouche la fissure, et, dans l'ensemble de la lamelle, une densité de dislocations nettement plus élevée que dans les lamelles voisines.

Pour les valeurs de φ comprises entre 20° et 50°, l'aspect des structures de dislocations dans la phase α est le même que pour l'échantillon précédent. Les micro-ruptures transversales de lamelles Al_2Cu y sont cependant beaucoup plus nombreuses, mais les dislocations dans la phase α restent regroupées dans leur voisinage immédiat. L'écrouissage de la phase α est donc globalement proportionnel au nombre de ruptures transversales qui existent dans les lamelles Al_2Cu.

A partir de $\varphi = 50°$ environ, et jusqu'à 90°, les micro-ruptures transversales de lamelles θ ne sont plus présentes sur nos échantillons, et la structure de dislocations observée dans la phase α est analogue à celle de la figure 23. Nous verrons au paragraphe 5 que la rupture, qui se produit par fissuration longitudinale des lamelles θ, découle d'une déformation là

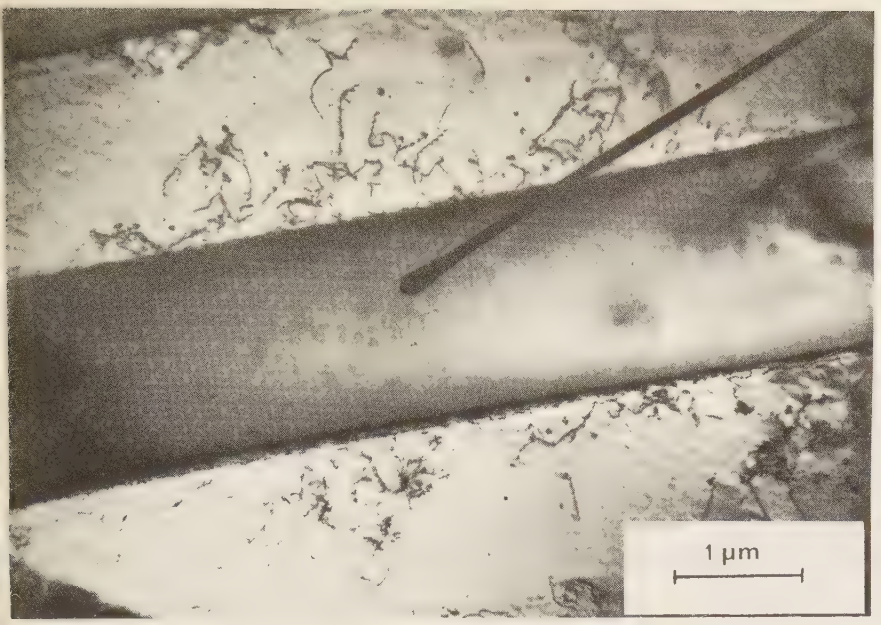


Figure 23

Dislocations dans la phase α groupées près du joint interlamellaire.
Champ clair ; $\vec{g} = [111]_{\alpha}$.

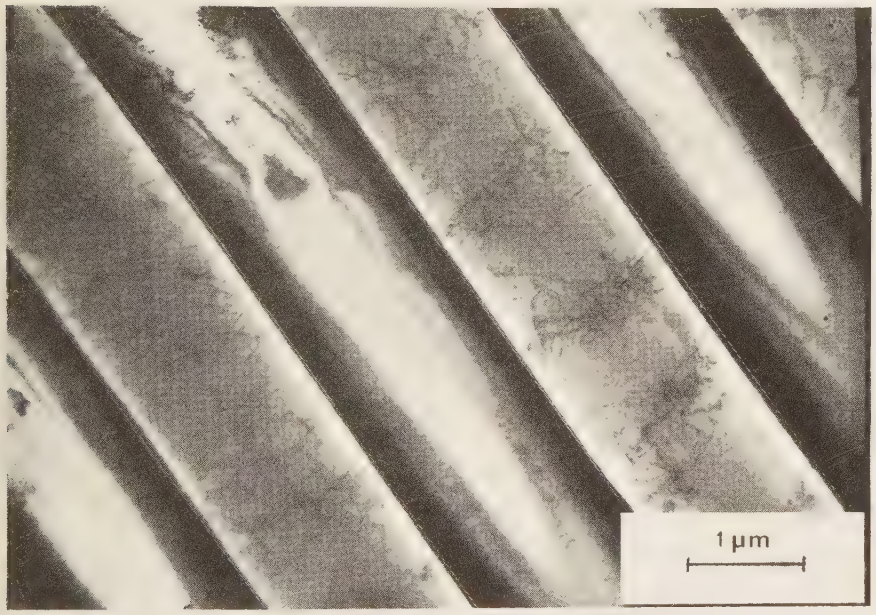


Figure 24

Dislocations dans la phase α.
Champ clair ; $\vec{g} = [\bar{1}11]_{\alpha}$.

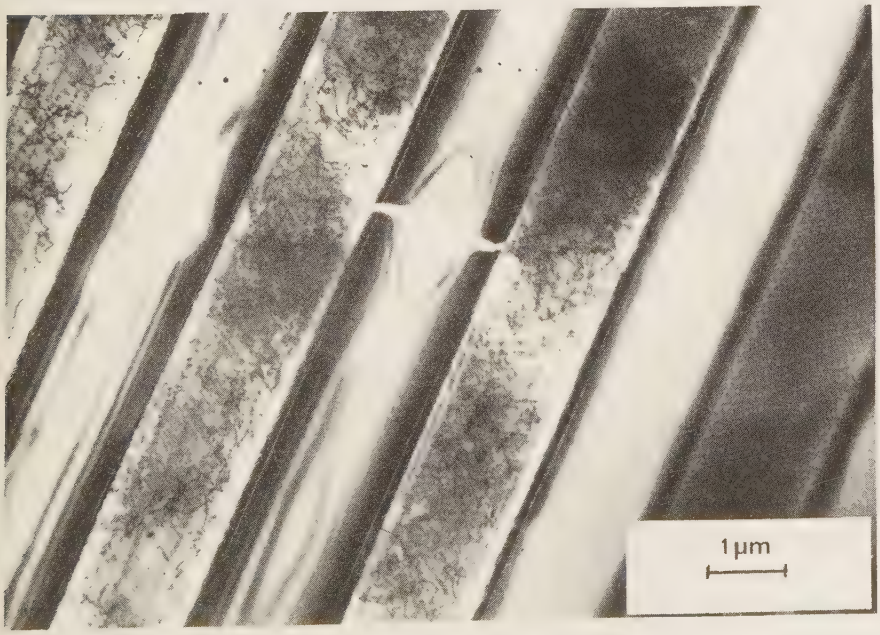


Figure 25

Dislocations dans la phase α près d'une rupture transversale de lamelle θ
Champ clair ; $\vec{g} = [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]_{\alpha}$.

aussi extrêmement localisée.

Remarquons que des structures de dislocations tout à fait semblables à celles des figures 24 et 25 ont déjà été observées en cours de traction sur des lames minces d'eutectique fibré Al-Al_3Ni [48].

5/ OBSERVATIONS des FISSURES dans la PHASE Al_2Cu :

Nous avons déterminé par microscopie électronique les plans de deux types de fissures dans la phase θ : d'une part des fissures transversales par rapport aux lamelles. D'autre part, quelques fissures longitudinales qui se sont formées dans les lamelles Al_2Cu à proximité du trou central de la lame mince, et qui proviennent probablement d'un relâchement des contraintes internes de l'alliage, ou de contraintes thermiques se développant sous l'impact du faisceau électronique. Elles semblent avoir les mêmes caractéristiques géométriques que les fissures longitudinales observées sur les éprouvettes de traction.

Nous avons déterminé de la manière suivante le plan des fissures transversales .

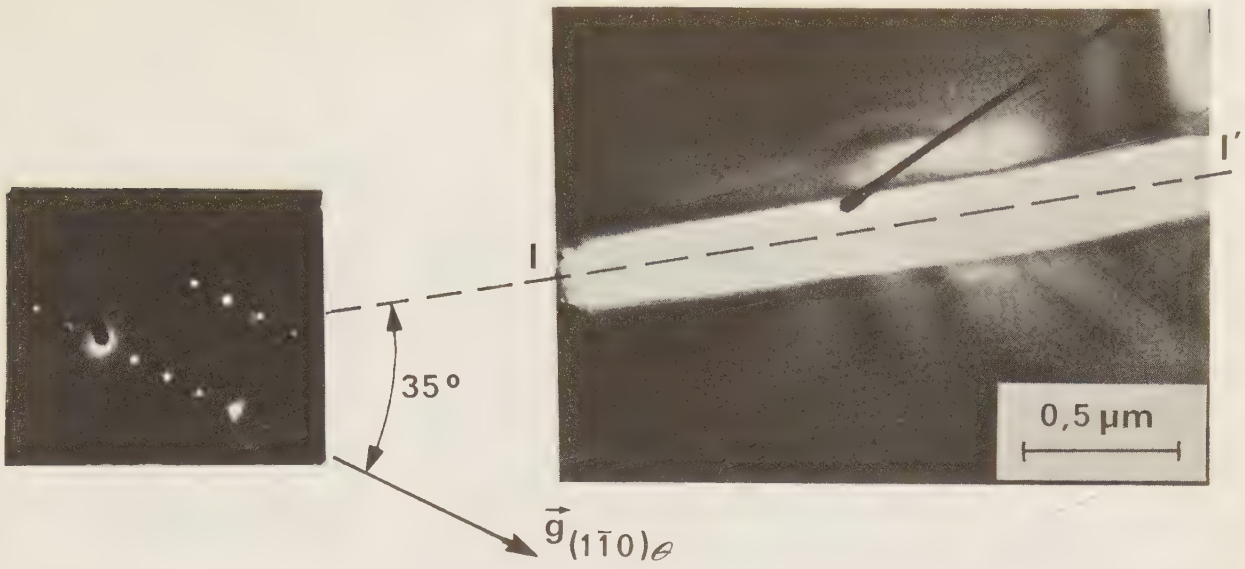
- sur la lame mince horizontale, nous réalisons un diagramme de diffraction sur la phase Al_2Cu au voisinage immédiat de la fissure (Fig. 26 a)). Son indexation permet de repérer la position (I') de l'intersection du plan de la fissure avec le plan moyen de la lame (Fig. 26 b)). Ceci définit sur la projection stéréographique c) Fig. 26, une droite I du plan de la fissure.

- une deuxième droite M de ce plan est donnée par la position du faisceau électronique lorsqu'il est parallèle au plan de la fissure, c'est-à-dire lorsque celle-ci présente son maximum d'ouverture apparente. Comme il est très difficile d'apprécier à vue l'inclinaison de la lame pour laquelle la fissure est ouverte au maximum, nous avons effectué deux séries de mesures d'ouverture apparente en inclinant successivement la lame mince de 5° en 5° entre + 30° et - 30° autour de deux axes perpendiculaires déterminés a posteriori. Sur la figure 26 c), la normale à la lame décrit alors

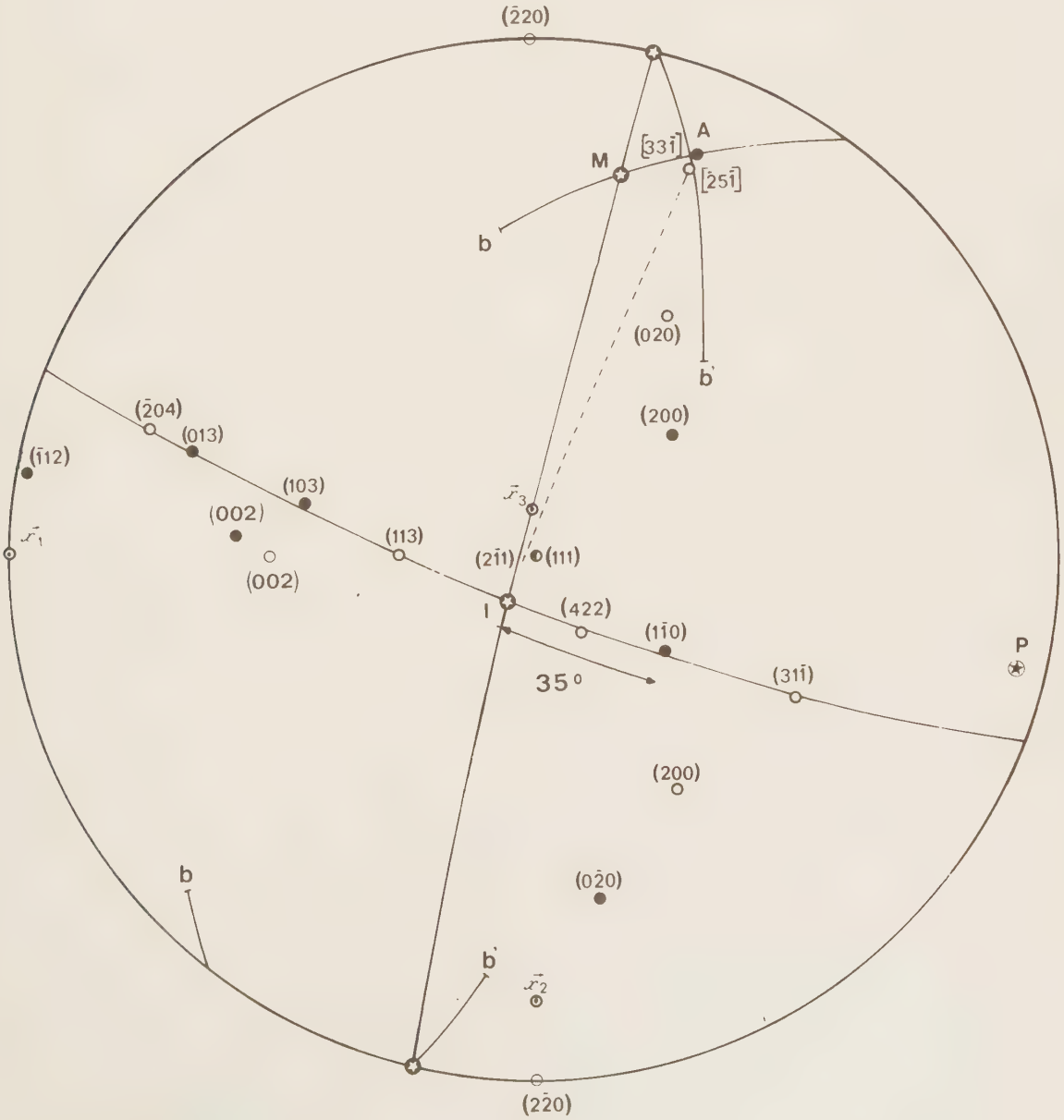
FIGURE 26 : Fissures transversales dans les lamelles θ

a/ Diagramme $[33\bar{1}]_\theta$

b/ Image correspondante



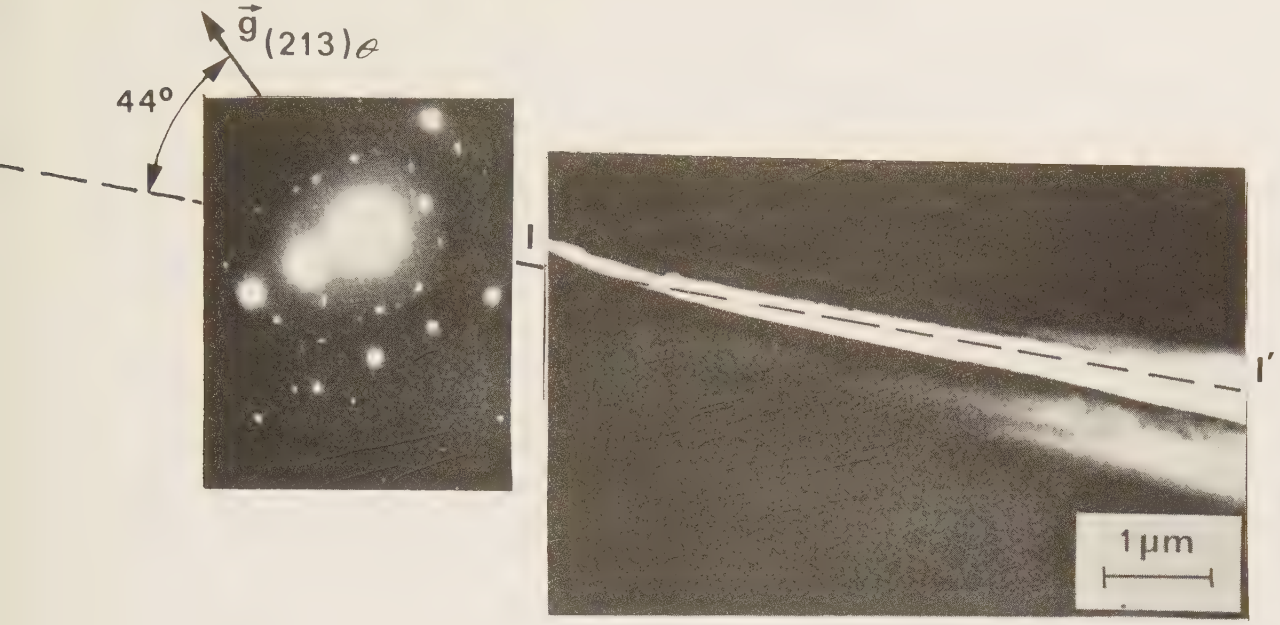
c/ Projection stéréographique : plan des fissures transversales



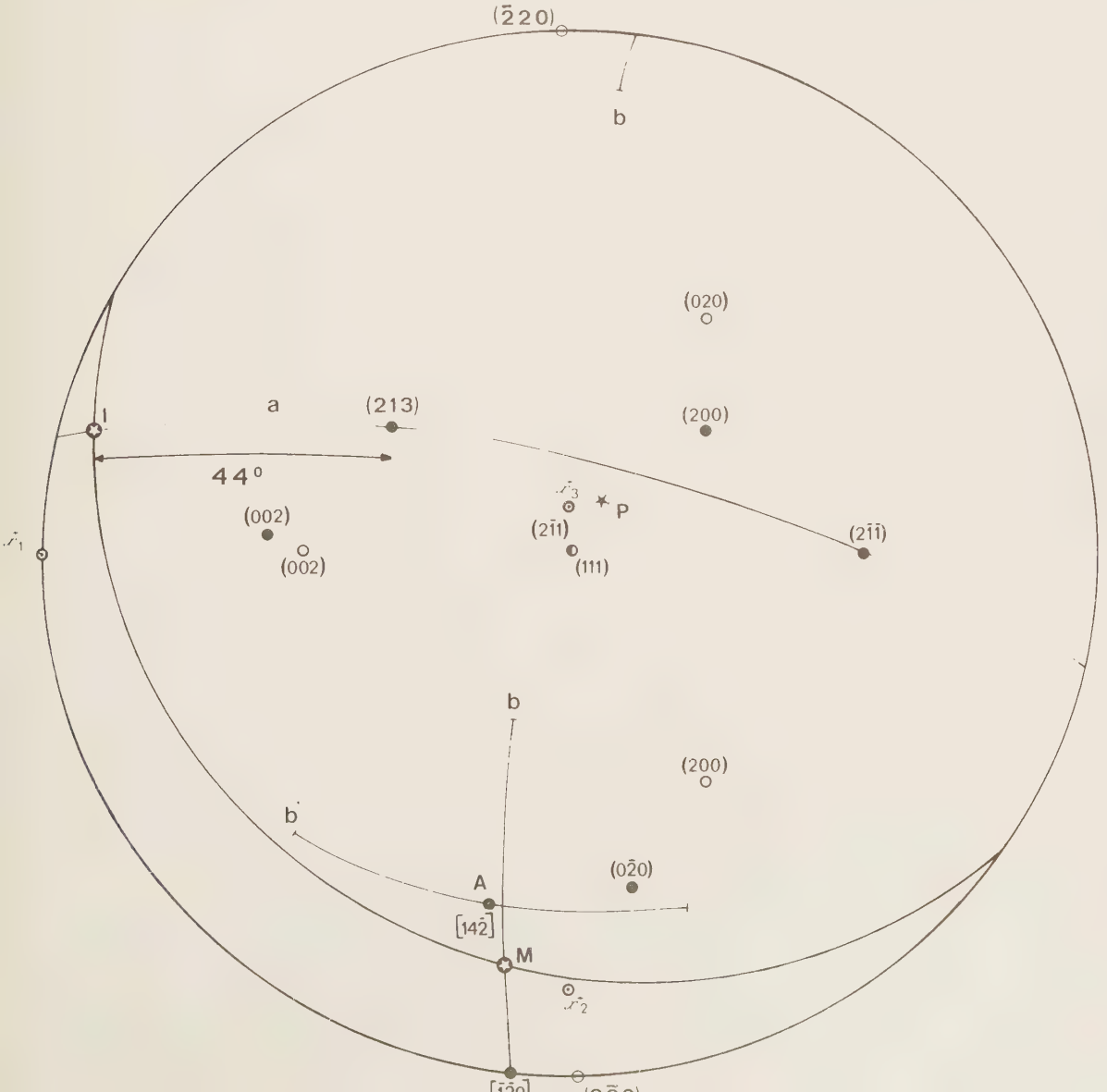
IGURE 27 : Fissures longitudinales dans les lamelles θ

a/ Diagramme $[14\bar{2}]_\theta$

b/ Image correspondante



c/ Projection stéréographique : plan des fissures longitudinales



les arcs de cercle b et b', sur lesquels la position du point M est connue.

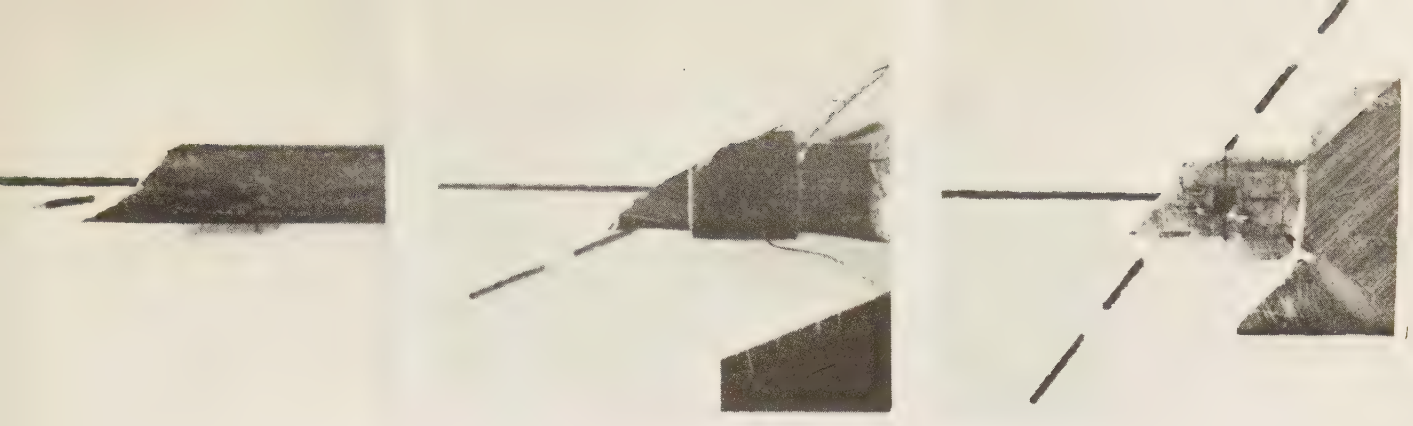
La détermination du plan des fissures longitudinales s'effectue de manière analogue : les résultats en sont schématisés sur la figure 27.

Pour les fissures transversales, le plan ainsi déterminé a son pôle à 6° seulement du pôle du plan $(1\bar{1}\bar{2})_\theta$. Pour les fissures longitudinales, le pôle du plan de fissure s'écarte de 10° environ de la normale au plan $(2\bar{1}1)_\theta$. Remarquons que ces plans sont pratiquement invariants dans une symétrie par rapport au plan $(\vec{x}_1, \vec{x}_3)$. Ceci valide l'hypothèse faite en Annexe sur la symétrie des déformations macroscopiques du milieu lamellaire par rapport à ce plan.

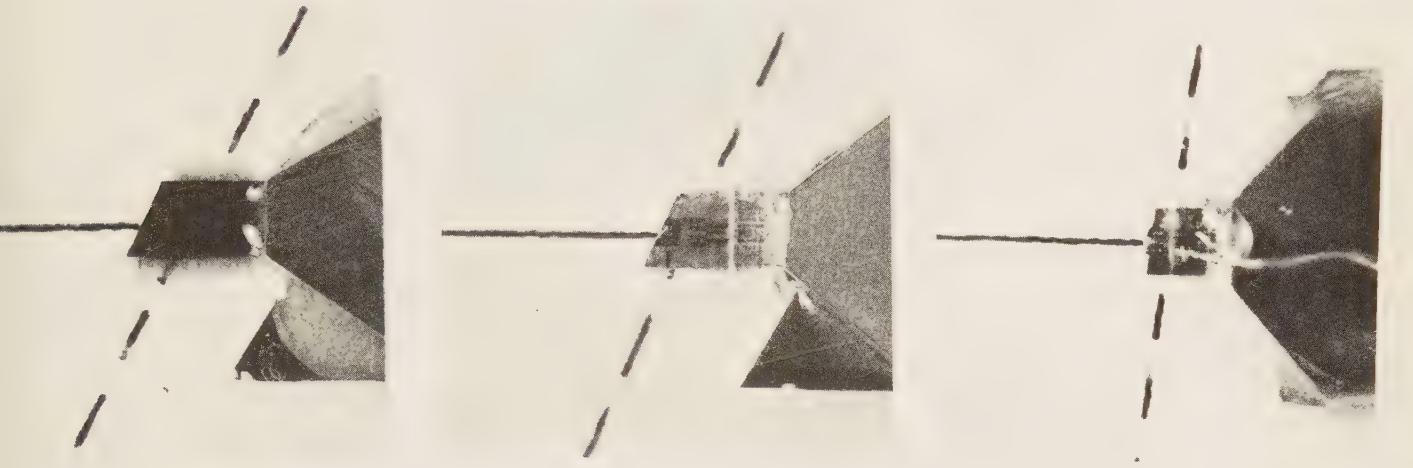
6/ OBSERVATIONS FRACTOGRAPHIQUES :

L'aspect des surfaces de fracture de nos éprouvettes donne des renseignements utiles sur les mécanismes ayant conduit à la rupture. Le cliché a) de la figure 28 montre que pour les faibles valeurs de φ, la surface de fracture est macroscopiquement située dans un plan à 45° par rapport à la direction de traction. Nous avons observé ces surfaces de fracture au microscope électronique à balayage avec un grossissement beaucoup plus élevé. La figure 29 montre le détail d'une surface de rupture traversant le milieu lamellaire ; on y distingue la surface lisse des lamelles Al_2Cu, à cassure fragile, et les lamelles de phase α dont l'aspect déchiqueté évoque le caractère ductile. Lorsque φ augmente (Fig. 28 b) à f)), la cassure comprend de plus en plus de zones parallèles au plan des lamelles, et à partir de 50° environ, elle leur est complètement parallèle. La micrographie optique de la figure 30 montre un clivage au milieu d'une lamelle Al_2Cu sur une coupe perpendiculaire à la surface de rupture.

Sur la figure 31, on peut relever l'aspect très lisse d'une surface de fracture parallèle au plan des lamelles. Cet aspect tend à confirmer que la phase Al_2Cu est alors seule à l'origine de la rupture, comme nous l'avons déjà noté pour les valeurs élevées de φ au paragraphe 3/.



a) $\varphi = +8°$ b) $\varphi = +23°$ c) $\varphi = +53°$



d) $\varphi = +62°$ e) $\varphi = +66°$ f) $\varphi = -83°$

re 28 : Surfaces de fracture des éprouvettes de traction (grossissement : x 2 environ)
———— Direction de traction. — — — — Direction des lamelles.

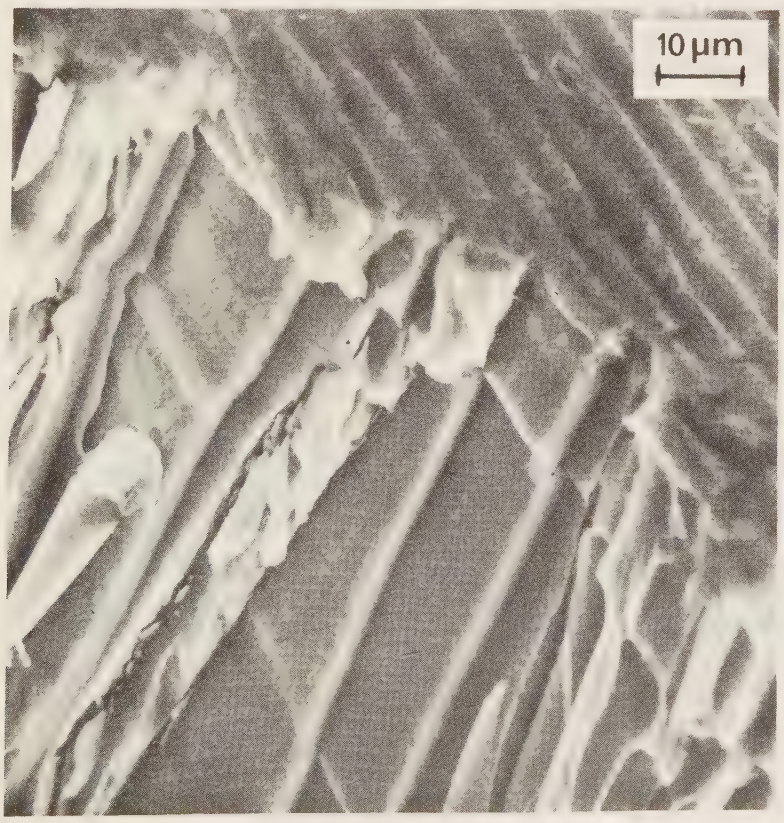


Figure 29 : Surface de fracture pour $\varphi = +8°$

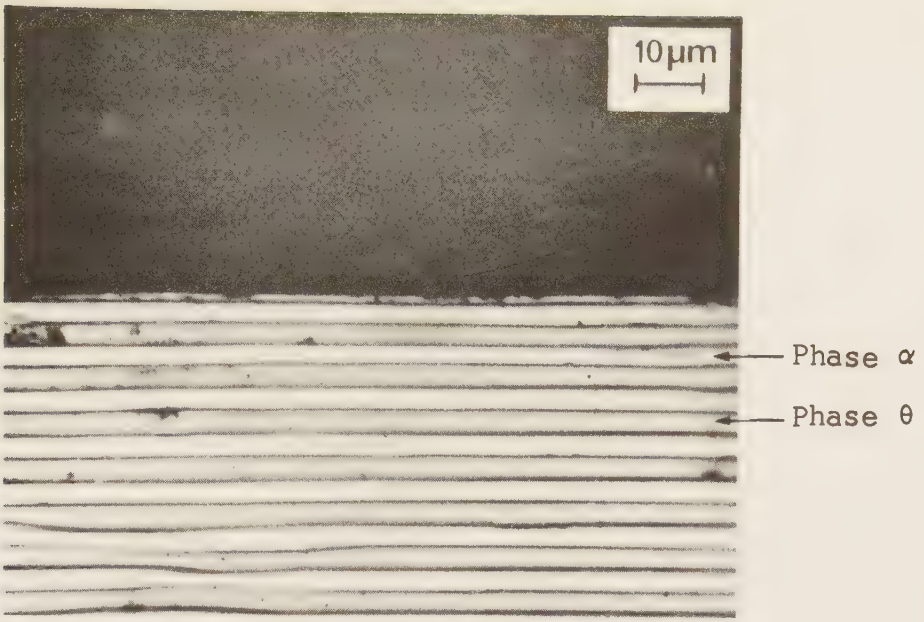


Figure 30 : Rupture longitudinale d'une lamelle Al_2Cu.
Micrographie optique perpendiculaire à la surface de fracture.

Figure 31 : Surface de fracture parallèle au plan des lamelles, pour $\varphi = +53°$

CHAPITRE V

COMPORTEMENT ELASTIQUE

Ce chapitre traite des variations avec l'orientation des deux grandeurs qui caractérisent le stade élastique des déformations de nos éprouvettes :

- le module d'élasticité du composite, pour lequel nous proposons des adaptations de deux modèles théoriques.
- la limite d'élasticité, dont l'interprétation nous permettra de faire la liaison avec les phénomènes qui accompagnent l'apparition de la déformation plastique de l'eutectique.

1/MODULE d'ELASTICITE d'un MILIEU LAMELLAIRE :

Le module d'élasticité, ou module d'Young, E, étant défini pour un essai sous contrainte uniaxiale, sa valeur pour un corps anisotrope varie avec la direction de la contrainte appliquée.

Si l'on connaît la matrice $(S_{ijk\ell})$ du milieu étudié, ou la matrice $(E_{ijk\ell})$ son inverse, la valeur de ce module peut être prévue théoriquement. Son calcul se déduit de l'écriture de la loi de Hooke généralisée. Un tenseur de contraintes correspondant à une contrainte σ uniaxiale appliquée dans la direction $\vec{n}(\alpha, \beta, \gamma)$, s'écrit, dans ses propres axes principaux :

$$\bar{\bar{C}}_n = \begin{pmatrix} \sigma, & 0, & 0 \\ 0, & 0, & 0 \\ 0, & 0, & 0 \end{pmatrix}$$

Dans le repère $(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3)$ auquel est rapporté le milieu étudié, un changement de base donne l'expression de $\bar{\bar{C}}_n$ à partir de la précédente :

$$\bar{\bar{C}}_n = \begin{pmatrix} \alpha^2\sigma, & \alpha\beta\sigma, & \alpha\gamma\sigma \\ \alpha\beta\sigma, & \beta^2\sigma, & \beta\gamma\sigma \\ \alpha\gamma\sigma, & \beta\gamma\sigma, & \gamma^2\sigma \end{pmatrix}$$

En faisant alors le produit de la matrice des complaisances par la matrice colonne $\bar{C}_n$ (Chap. I, Parag. 5), on obtient les 6 composantes du tenseur des déformations correspondant, en fonction des $S_{ijk\ell}$, de α, ρ, γ, et de σ. Le vecteur déformation $\vec{\epsilon}_n$, relatif à une facette de même normale $\vec{n}$ que la direction de sollicitation s'écrit alors :

$$\vec{\epsilon}_n = \bar{\bar{D}} . \vec{n}$$

Sa composante dans la direction $\vec{n}$ est :

$$\epsilon = \vec{\epsilon}_n . \vec{n}$$

Le module d'élasticité dans la direction $\vec{n}$ du corps étudié, E_n, est obtenu en faisant le rapport de la contrainte σ appliquée dans la direction $\vec{n}$, à la déformation résultante dans la même direction :

$$E_n = \frac{\sigma}{\epsilon}$$

2/THEORIE des MODULES EFFECTIFS :

Nous avons transposé la méthode de calcul de WHITE et ANGONA[29] (Chap. I, Parag. 6) à l'expression des coefficients d'élasticité du milieu lamellaire. Pour appliquer leur démarche à notre composite, nous supposons, comme ils l'ont fait, que chacune des deux phases α et θ est isotrope, et nous désignons leurs fractions volumiques, modules d'Young et coefficients de Poisson respectifs par V_α, V_θ, E_α, E_θ, ν_α, ν_θ.

En fonction de ces paramètres, la méthode de WHITE et ANGONA donne, à l'issue de calculs longs mais élémentaires, les coefficients d'élasticité dans les axes $(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3)$ choisis pour l'eutectique (Chap. IV, Parag. 1), sous les formes ci-dessous :

- Le calcul est le même pour A_{11} et A_{22}, les axes $\vec{x}_1$ et $\vec{x}_2$ jouant le même rôle par rapport au milieu lamellaire. L'expression de ces coefficients est très complexe ; elle fait intervenir les paramètres suivants :

$$X_\alpha = \frac{1-\nu_\alpha^2}{E_\alpha} \qquad Y_\alpha = \frac{\nu_\alpha (1+\nu_\alpha)}{E_\alpha}$$

$$X_\theta = \frac{1-\nu_\theta^2}{E_\theta} \qquad Y_\theta = \frac{\nu_\theta(1+\nu_\theta)}{E_\theta}$$

$$A_{11}=A_{22}=\frac{(V_\alpha X_\alpha + V_\theta X_\theta)(X_\theta V_\alpha + X_\alpha V_\theta) - V_\alpha V_\theta (Y_\theta - Y_\alpha)^2}{X_\alpha X_\theta (V_\alpha X_\alpha + V_\theta X_\theta) - V_\theta X_\alpha Y_\theta (Y_\theta - Y_\alpha) - Y_\alpha (V_\alpha Y_\alpha X_\theta + V_\theta Y_\theta X_\alpha)}$$

- Pour A_{33}, l'expression obtenue est :

$$A_{33} = \frac{1}{\frac{V_\alpha(1+\nu_\alpha)(1-2\nu_\alpha)}{E_\alpha(1-\nu_\alpha)} + \frac{V_\theta(1+\nu_\theta)(1-2\nu_\theta)}{E_\theta(1-\nu_\theta)}}$$

- Le calcul donne un résultat identique pour D_{11} et D_{22} par raison de symétrie :

$$D_{11} = D_{22} = \frac{E_\alpha E_\theta}{V_\alpha E_\theta (1+\nu_\alpha) + V_\theta E_\alpha (1+\nu_\theta)}$$

- L'expression du dernier coefficient diagonal est :

$$D_{33} = \frac{V_\alpha E_\alpha}{(1+\nu_\alpha)} + \frac{V_\theta E_\theta}{(1+\nu_\theta)}$$

Nous avons calculé les coefficients d'élasticité non diagonaux en étendant le raisonnement de WHITE et ANGONA, moyennant l'hypothèse que la matrice des coefficients d'élasticité du milieu lamellaire a une expression analogue à celle d'un cristal quadratique (Chap. I, Parag. 5). Remarquons d'ailleurs que les calculs précédents ont déjà montré les égalités entre A_{11} et A_{22}, D_{11} et D_{22}.

Supposons donc que le composite est soumis à un état de déformations décrit par un tenseur dont le seul élément non nul est ε_{33}. Avec les mêmes hypothèses que WHITE et ANGONA, les contraintes moyennes dans le composite vérifient les relations :

$$\sigma_{11} = \sigma_{11}^{\alpha} V_\alpha + \sigma_{11}^{\theta} V_\theta$$

$$\sigma_{22} = \sigma_{22}^{\alpha} V_\alpha + \sigma_{22}^{\theta} V_\theta$$

$$\sigma_{33} = \overset{\alpha}{\sigma}_{33} = \overset{\theta}{\sigma}_{33}$$

Les déformations moyennes sont :

$$\varepsilon_{11} = \overset{\alpha}{\varepsilon}_{11} = \overset{\theta}{\varepsilon}_{11} = 0$$

$$\varepsilon_{22} = \overset{\alpha}{\varepsilon}_{22} = \overset{\theta}{\varepsilon}_{22} = 0$$

$$\varepsilon_{33} = \overset{\alpha}{\varepsilon}_{33} V_\alpha + \overset{\theta}{\varepsilon}_{33} V_\theta$$

Les relations d'Young pour la phase α se réduisent à :

$$O = \frac{\overset{\alpha}{\sigma}_{11}}{E_\alpha} - \frac{\nu_\alpha}{E_\alpha} (\overset{\alpha}{\sigma}_{22} + \overset{\alpha}{\sigma}_{33})$$

$$O = \frac{\overset{\alpha}{\sigma}_{22}}{E_\alpha} - \frac{\nu_\alpha}{E_\alpha} (\overset{\alpha}{\sigma}_{11} + \overset{\alpha}{\sigma}_{33})$$

$$\overset{\alpha}{\varepsilon}_{33} = \frac{\overset{\alpha}{\sigma}_{33}}{E_\alpha} - \frac{\nu_\alpha}{E_\alpha} (\overset{\alpha}{\sigma}_{22} + \overset{\alpha}{\sigma}_{11})$$

Les mêmes relations existent pour la phase θ. Nous savons de plus que, pour cet état de déformations, la loi de Hooke généralisée implique que $\sigma_{33} = A_{33} \varepsilon_{33}$.

Par combinaison linéaire de ces équations, il est possible de faire apparaître la relation de proportionnalité qui lie σ_{11} à ε_{33} :

$$\sigma_{11} = A_{33} \left(\frac{V_\alpha \nu_\alpha}{1+\nu_\alpha} + \frac{V_\theta \nu_\theta}{1+\nu_\theta} \right) \varepsilon_{33}$$

Nous en déduisons que :

$$A_{13} = A_{23} = A_{33} \left(\frac{V_\alpha \nu_\alpha}{1+\nu_\alpha} + \frac{V_\theta \nu_\theta}{1+\nu_\theta} \right)$$

Faisons un calcul similaire dans le cas où le seul élément non nul du tenseur des déformations appliquées est ε_{22}, à partir des relations de Young, des relations donnant les contraintes et déformations moyennes, et des relations supplémentaires :

$$\sigma_{22} = A_{22} \varepsilon_{22}$$

et $$\sigma_{33} = A_{23} \varepsilon_{22}$$

Nous trouvons alors A_{12} sous la forme :

$$A_{12} = \frac{(\nu_\alpha - \nu_\theta) V_\alpha E_\alpha}{(1-\nu_\alpha^2)} + \nu_\theta A_{22} + (V_\alpha \nu_\alpha + V_\theta \nu_\theta - \nu_\alpha \nu_\theta) A_{23}$$

Il est possible de calculer la valeur de ces coefficients d'élasticité, en prenant :

$V_\alpha = 0,525$ et $V_\theta = 0,475$, fractions volumiques des phases α et θ dans l'eutectique.

$E_\alpha = 6700$ hb, valeur moyenne du module de l'aluminium pur[28], et $\nu_\alpha = 0,3$.

$E_\theta = 12100$ hb, moyenne des valeurs estimées (Tableau I) et $\nu_\theta = 0,3$ comme pour la plupart des métaux.

La matrice des coefficients d'élasticité qui en découle est (les coefficients étant exprimés en hectobars) :

$$\begin{pmatrix} 12200, & 3420, & 2640, & 0, & 0, & 0 \\ 3420, & 12200, & 2640, & 0, & 0, & 0 \\ 2640, & 2640, & 11450, & 0, & 0, & 0 \\ 0, & 0, & 0, & 6540, & 0, & 0 \\ 0, & 0, & 0, & 0, & 6540, & 0 \\ 0, & 0, & 0, & 0, & 0, & 7130 \end{pmatrix}$$

Par inversion, on obtient la matrice des complaisances (en hb^{-1}) :

$$10^{-4} \times \begin{pmatrix} 0,92 & -0,22 & -0,16 & 0 & 0 & 0 \\ -0,22 & 0,92 & -0,16 & 0 & 0 & 0 \\ -0,16 & -0,16 & 0,95 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1,53 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1,53 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1,40 \end{pmatrix}$$

A partir de cette matrice, il est possible de calculer la variation théorique du module d'élasticité du composite lorsque la direction de traction varie dans le plan $(\vec{x}_1, \vec{x}_3)$, selon la méthode exposée au paragraphe 1. Compte tenu des axes choisis, la direction $\vec{n}$ de sollicitation est

toujours contenue dans le plan $(\vec{x}_1, \vec{x}_3)$ dans notre cas :

$$\vec{n} \begin{cases} \cos\varphi \\ 0 \\ \sin\varphi \end{cases}$$

Le tenseur des contraintes appliquées s'écrit alors :

$$\bar{\bar{C}}_n = \begin{pmatrix} \sigma\cos^2\varphi, & 0, & \sigma\sin\varphi\cos\varphi \\ 0, & 0, & 0 \\ \sigma\sin\varphi\cos\varphi, & 0, & \sigma\sin^2\varphi \end{pmatrix}$$

Les ε_{ij} sont obtenus en faisant le produit par $\bar{C}_n$ de la matrice des complaisances calculée par le modèle de WHITE et ANGONA :

$$\varepsilon_{11} = 0{,}92.10^{-4}\,\sigma\cos^2\varphi - 0{,}16.10^{-4}\,\sigma\sin^2\varphi$$

$$\varepsilon_{22} = -0{,}22.10^{-4}\,\sigma\cos^2\varphi - 0{,}16.10^{-4}\,\sigma\sin^2\varphi$$

$$\varepsilon_{33} = -0{,}16.10^{-4}\,\sigma\cos^2\varphi + 0{,}95.10^{-4}\,\sigma\sin^2\varphi$$

$$\varepsilon_{23} = 0$$

$$\varepsilon_{13} = 1{,}53.10^{-4}\,\sigma\cos\varphi\sin\varphi$$

$$\varepsilon_{12} = 0$$

L'expression de la composante de la déformation dans la direction $\vec{n}$ se réduit à :

$$\varepsilon = \cos\varphi(\varepsilon_{11}\cos\varphi + \varepsilon_{13}\sin\varphi) + \sin\varphi(\varepsilon_{13}\cos\varphi + \varepsilon_{33}\sin\varphi)$$

Soit, numériquement :

$$\varepsilon \simeq 0{,}92\,\sigma\cos^4\varphi + 0{,}95\,\sigma\sin^4\varphi + 2{,}74\,\sigma\sin^2\varphi\cos^2\varphi.$$

D'où la fonction représentant les variations théoriques du module d'élasticité pour différentes valeurs de φ :

$$E(\varphi) = \frac{\sigma}{\varepsilon} \simeq \frac{10^4}{0{,}92\cos^4\varphi + 0{,}95\sin^4\varphi + 2{,}74\sin^2\varphi\cos^2\varphi}$$

La courbe correspondante est tracée sur la figure 32.

3/ THEORIE des RAIDEURS EFFECTIVES :

HERRMANN[30][31] exprime l'énergie emmagasinée par unité de volume du milieu lamellaire sous la forme :

$$2W = A_{ijk\ell}\,\epsilon_{ij}\,\epsilon_{k\ell} + B_{ijk\ell}\,\epsilon_{ij}\,\gamma_{k\ell} + C_{ijk\ell}\,\gamma_{ij}\,\gamma_{k\ell} + D_{ijk\ell mn}\,\chi_{ijk}\,\chi_{\ell mn} + E_{ijk\ell mn}\,\chi_{ijk}\,\theta_{\ell mn} + F_{ijk\ell mn}\,\theta_{ijk}\,\theta_{\ell mn} \qquad \text{Expression (A)}$$

avec les variables suivantes :

ϵ_{ij} déformations moyennes
γ_{ij} déformations relatives
χ_{ijk} gradients de déformation locale
θ_{ijk} gradients de déformation relative.

Or, l'énergie élastique, égale au travail des contraintes dans le champ des déformations du milieu, doit aussi toujours pouvoir se mettre sous une forme quadratique des contraintes et des déformations :

$$2W = \sum_{i,j,k,\ell} \sigma_{ij}\,\epsilon_{k\ell} + \text{éventuellement} \sum_{i,j,k,\ell} \sigma_{ij}\,\gamma_{k\ell} + \text{etc.....} \qquad \text{Expression (B)}$$

L'expression (A) proposée par HERRMANN implique donc que les contraintes moyennes régnant dans un milieu lamellaire ne sont pas des combinaisons linéaires des seules déformations moyennes, mais aussi des autres variables de déformation γ_{ij}, χ_{ijk}, θ_{ijk} : ceci afin que l'on puisse obtenir l'expression (A) en remplaçant les contraintes par leur valeur dans l'expression (B).

Dans ces conditions, il devient évident que la loi de Hooke

généralisée ne constitue qu'une approximation dans le cas d'un milieu lamellaire, puisqu'elle ne relie les contraintes moyennes qu'aux seules déformations moyennes. Il nous est malheureusement impossible, dans notre cas, d'atteindre expérimentalement la valeur des variables de déformation γ_{ij}, χ_{ijk} et θ_{ijk}. Nous pouvons cependant estimer la valeur de γ_{ij}. HERRMANN définit

$$\gamma_{ij} = \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \Psi^f_{ij} \quad \text{pour } i = 3, \quad j = 1,2,3$$

$$\gamma_{ij} = 0 \quad \text{pour } i \neq 3$$

u_j = composante du déplacement moyen sur l'axe j.

Ψ^f_{ij} = déformation locale des couches renforçantes.

Nous supposons alors négligeable Ψ^f_{ij}, obligatoirement très faible, devant $\frac{\partial u_j}{\partial x_i}$, et les seuls γ_{ij} non nuls valent :

$\gamma_{ij} = \frac{\partial u_j}{\partial x_i}$. Or, $\epsilon_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right)$ par définition.

γ_{33} est donc dans ces conditions rigoureusement égal à ϵ_{33}, et il devient tentant d'assimiler γ_{31} et γ_{32} à ϵ_{31} et ϵ_{32}, en commettant une erreur égale à $\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_3}{\partial x_1} - \frac{\partial u_i}{\partial x_3}\right)$ et $\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_3}{\partial x_2} - \frac{\partial u_2}{\partial x_3}\right)$. Il est alors possible d'approcher au mieux l'expression (A), en écrivant l'énergie sous la forme suivante, que nous qualifierons d'approximation N° 1 :

$$2W = A_{ijk\ell}\,\epsilon_{ij}\,\epsilon_{k\ell} + B_{ijk\ell}\,\epsilon_{ij}\,\epsilon_{k\ell} + C_{ijk\ell}\,\epsilon_{ij}\,\epsilon_{k\ell} \qquad \text{Expression (C)}$$

Ceci implique entre les contraintes et les déformations une série de relations linéaires du type :

$$\sigma_{ij} = \sum_{k,\ell} \left(A_{ijk\ell} + B_{ijk\ell} + C_{ijk\ell}\right) \epsilon_{k\ell}$$

D'où les éléments de la matrice des coefficients d'élasticité, dont la forme générale sera $A_{ijk\ell} + B_{ijk\ell} + C_{ijk\ell}$. Les formules des coefficients de l'expression (A) sont donnés par HERRMANN en fonction des coefficients de Lamé, des fractions volumiques et des épaisseurs lamellaires des deux phases. Les valeurs littérales des seuls qui soient non nuls parmi ceux qui interviennent dans l'expression (C) sont, avec des notations évidentes :

$$A_{1111} = A_{2222} = A_{3333} = V_\theta(\lambda_\theta + 2\mu_\theta) + V_\alpha(\lambda_\alpha + 2\mu_\alpha)$$

$$A_{1122} = A_{2211} = A_{1133} = A_{3311} = A_{2233} = A_{3322} = V_\theta\lambda_\theta + V_\alpha\lambda_\alpha$$

$$A_{1212} = A_{1221} = A_{2112} = A_{2121} = A_{2323} = A_{2332} = A_{3232} = A_{3223} = A_{1313} = A_{1331} =$$
$$= A_{3113} = A_{3131} = V_\theta\mu_\theta + V_\alpha\mu_\alpha$$

$$B_{1133} = B_{3311} = B_{2233} = B_{3322} = 2V_\theta(\lambda_\alpha - \lambda_\theta)$$

$$B_{3333} = 2V_\theta(\lambda_\alpha + 2\mu_\alpha - \lambda_\theta - 2\mu_\theta)$$

$$B_{3232} = B_{3223} = B_{1313} = B_{1331} = 2V_\theta(\mu_\alpha - \mu_\theta)$$

$$C_{3333} = V_\theta\left[\lambda_\theta + 2\mu_\theta + \frac{V_\theta}{V_\alpha}(\lambda_\alpha + 2\mu_\alpha)\right]$$

$$C_{3131} = C_{3232} = V_\theta\left(\mu_\theta + \frac{V_\theta}{V_\alpha}\mu_\alpha\right)$$

L'allure de la matrice des coefficients d'élasticité est alors :

$$\begin{pmatrix}
A_{1111} & A_{1122} & A_{1122}+B_{1133} & 0 & 0 & 0 \\
A_{1122} & A_{1111} & A_{1122}+B_{1133} & 0 & 0 & 0 \\
A_{1122}+B_{1133} & A_{1122}+B_{1133} & A_{1111}+B_{3333}+C_{3333} & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 2A_{3232}+B_{3232}+\frac{C_{3232}}{2} & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 2A_{3232}+B_{3232}+\frac{C_{3232}}{2} & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2A_{3232}
\end{pmatrix}$$

Les facteurs 2 ou 1/2 qui figurent devant certains termes proviennent du fait que ces termes, ou leurs égaux, apparaissent 4 fois, ou au contraire une seule fois dans l'expression (C). Nous constatons sur cette matrice que l'analogie avec la matrice d'un cristal quadratique n'apparaît pas au niveau des coefficients $A_{ijk\ell}$ (qui, s'ils étaient seuls, condui-

raient à une matrice analogue à celle d'un corps isotrope) mais au niveau des coefficients $B_{ijk\ell}$ et $C_{ijk\ell}$.

Pour calculer la valeur numérique des éléments de cette matrice, nous avons pris :

$V_\alpha = 0,525$ $\quad$ $V_\theta = 0,475$

$\lambda_\alpha = 3865$ hb $\quad$ $\lambda_\theta = 6980$ hb

$\mu_\alpha = 2576$ hb $\quad$ $\mu_\theta = 4650$ hb

Les valeurs des coefficients de Lamé sont calculées ici à partir des valeurs de E et ν prises pour l'application numérique de la théorie des modules effectifs. La matrice des coefficients d'élasticité qui en découle est alors (en hb) :

$$\begin{pmatrix} 12471, & 5345, & 2385, & 0, & 0, & 0 \\ 5345, & 12471, & 2385, & 0, & 0, & 0 \\ 2385, & 2385, & 17175, & 0, & 0, & 0 \\ 0, & 0, & 0, & 6810, & 0, & 0 \\ 0, & 0, & 0, & 0, & 6810, & 0 \\ 0, & 0, & 0, & 0, & 0, & 7126 \end{pmatrix}$$

D'où, par inversion, la matrice des complaisances (en hb^{-1}) :

$$10^{-4} \times \begin{pmatrix} 0,99 & -0,41 & -0,08 & 0 & 0 & 0 \\ -0,41 & 0,99 & -0,08 & 0 & 0 & 0 \\ -0,08 & -0,08 & 0,60 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1,47 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1,47 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1,40 \end{pmatrix}$$

Une deuxième approximation de l'expression (A) peut s'obtenir en ne conservant que les termes de la forme $A_{ijk\ell}\,\epsilon_{ij}\,\epsilon_{k\ell}$ et $B_{ijk\ell}\,\epsilon_{ij}\,\epsilon_{k\ell}$. Bien que l'approximation soit alors théoriquement moins précise, l'intérêt de ce procédé consiste à supprimer la plus grosse part d'erreur commise en substituant $\epsilon_{k\ell}$ à $\gamma_{k\ell}$: cette erreur est en effet obligatoirement plus importante sur les termes en $\gamma_{ij}\gamma_{k\ell}$ de l'expression (A) que sur les termes en $\epsilon_{ij}\gamma_{k\ell}$.

D'autre part, la matrice des coefficients d'élasticité qui s'en déduit présente toujours les symétries de la matrice d'un cristal quadratique, qui sont apportées par les coefficients $B_{ijk\ell}$, comme nous l'avons relevé plus haut :

$$\begin{pmatrix} A_{111} & A_{1122} & A_{1122}+B_{1133} & 0 & 0 & 0 \\ A_{1122} & A_{1111} & A_{1122}+B_{1133} & 0 & 0 & 0 \\ A_{1122}+B_{1133} & A_{1122}+B_{1133} & A_{1111}+B_{3333} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2A_{3232}+B_{3232} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2A_{3232}+B_{3232} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2A_{3232} \end{pmatrix}$$

Numériquement, cette matrice vaut :

$$\begin{pmatrix} 12471, & 5345, & 2385, & 0, & 0, & 0 \\ 5345, & 12471, & 2385, & 0, & 0, & 0 \\ 2385, & 2385, & 5563, & 0, & 0, & 0 \\ 0, & 0, & 0, & 5152, & 0, & 0 \\ 0, & 0, & 0, & 0, & 5152, & 0 \\ 0, & 0, & 0, & 0, & 0, & 7126 \end{pmatrix}$$

et la matrice des complaisances associée est :

$$10^{-4} \times \begin{pmatrix} 1,02 & -0,38 & -0,27 & 0 & 0 & 0 \\ -0,38 & 1,02 & -0,27 & 0 & 0 & 0 \\ -0,27 & -0,27 & 2,03 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1,94 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1,94 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1,40 \end{pmatrix}$$

4/COMPARAISON avec les RESULTATS EXPERIMENTAUX :

Les expressions numériques du module d'élasticité en hectobars en fonction de la variable φ sont calculées à partir des matrices des complaisances, selon la méthode illustrée au paragraphe 2. D'après la théo-

rie des modules effectifs, on obtient :

$$E \simeq \frac{10^4}{0,92\cos^4\varphi + 0,95\sin^4\varphi + 2,74\sin^2\varphi\cos^2\varphi}$$

D'après la théorie des raideurs effectives, dans l'approximation N° 1 :

$$E \simeq \frac{10^4}{0,99\cos^4\varphi + 0,60\sin^4\varphi + 2,78\sin^2\varphi\cos^2\varphi}$$

et dans l'approximation N° 2 :

$$E \simeq \frac{10^4}{1,02\cos^4\varphi + 2,03\sin^4\varphi + 3,34\sin^2\varphi\cos^2\varphi}$$

Les courbes théoriques correspondantes, pour φ compris entre - 90° et + 90° sont tracées sur la figure 32. Nous avons également porté sur ce schéma, à titre indicatif, les valeurs uniformes de module obtenues en opérant un "mélange" (c'est-à-dire une somme pondérée par les fractions volumiques respectives) terme à terme, soit des matrices des coefficients d'élasticité, soit des matrices des complaisances des deux phases α et θ considérées comme isotropes. Le résultat de cette opération donne évidemment des matrices présentant la même allure que celles d'un corps isotrope, d'où un module d'élasticité constant. Remarquons à ce propos que pondérer par les fractions volumiques les éléments des matrices des coefficients d'élasticité revient à ne conserver que les termes de la forme $A_{ijk\ell}\epsilon_{ij}\epsilon_{k\ell}$ de l'expression (A). De même les termes D_{11}, D_{22}, D_{33} de la matrice des coefficients d'élasticité découlant de la théorie des modules effectifs résultent d'une pondération des complaisances ou de leurs inverses.

Sur la figure 32 sont également reportées nos valeurs expérimentales, ainsi que les points fournis par les quelques auteurs qui ont mesuré le module d'élasticité du composite dans différentes directions. Nous constatons que la dispersion des valeurs expérimentales est assez grande, aucune courbe théorique ne regroupant nettement en son voisinage les points obtenus ; l'évolution du module en fonction de l'angle φ semble même se faire à l'encontre de celle prévue par les théories. Cet écart peut s'expli-

quer par plusieurs raisons, outre les incertitudes expérimentales inévitables : tout d'abord, le matériau lamellaire dont nous disposons n'est pas parfait, mais présente des fautes, dont l'influence sur les propriétés élastiques est inconnue. Notons également que les courbes théoriques, telles que nous les avons établies, ne sont elles-mêmes qu'approximatives : d'une part à cause des hypothèses simplificatrices faites pour aboutir aux courbes b) et c), et d'autre part du fait que nous avons considéré les deux phases comme isotropes. En réalité, le rapport des valeurs extrêmes des modules est de 1,4 pour l'aluminium monocristallin, et est certainement encore plus élevé pour Al_2Cu. L'amplitude de ces variations est donc du même ordre que celle des variations théoriques dues à la structure lamellaire. Ainsi par exemple, le cadran $0° < \varphi < +90°$ n'est pas cristallographiquement équivalent au cadran $-90° < \varphi < 0°$: de fait, les valeurs expérimentales correspondant à des angles φ négatifs semblent en général plus élevées que celles obtenues pour des angles φ positifs. Il conviendrait donc de tenir compte, dans un modèle plus élaboré, de l'anisotropie élastique due au caractère cristallin des deux phases. Dans cette hypothèse il est évident, en particulier, que tous les coefficients d'élasticité de chacune des deux phases devraient alors intervenir dans les expressions des coefficients d'élasticité du milieu lamellaire dans son ensemble. Nous n'avons malheureusement pas pu entreprendre l'esquisse d'un tel modèle, faute de données sur les coefficients d'élasticité de la phase θ, qui sont à l'heure actuelle encore totalement inconnus.

5/ LIMITE d'ELASTICITE - CRITERE de PLASTICITE :

Nous avons admis que le stade de déformation élastique se prolongeait aussi longtemps que les déformations du milieu lamellaire restaient linéaires et proportionnelles à la charge appliquée. La fin de ce stade est repérée par la contrainte correspondante, qui est la limite d'élasticité : au-delà de ce point, des déformations plastiques macroscopiquement décelables s'ajoutent aux déformations élastiques. La limite d'élasticité σ_E coïncide donc avec l'activation des mécanismes qui conduisent à des déformations permanentes importantes de l'eutectique. Pour pouvoir appliquer à

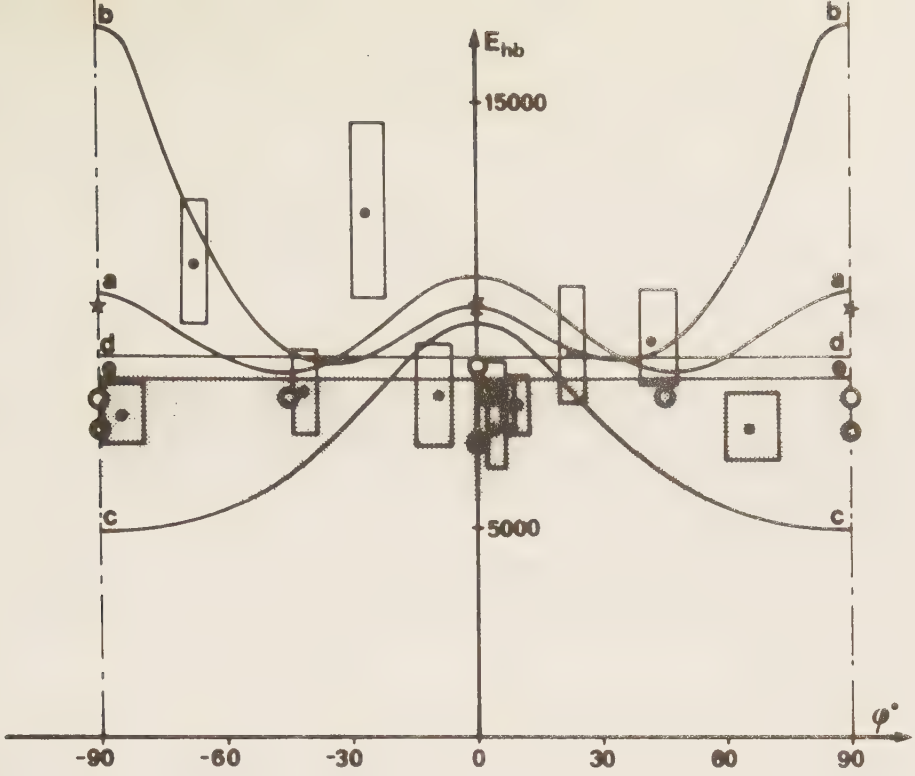
notre alliage le critère de plasticité proposé par LANCE et ROBINSON[32], il convient à la fois de caractériser cristallographiquement ces mécanismes, et d'estimer la valeur critique de contrainte qui les fait entrer en jeu.

Nous pouvons déduire immédiatement des observations micrographiques présentées au chapitre précédent que les processus grâce auxquels l'eutectique Al-Al_2Cu se déforme plastiquement sont de trois types :

- des glissements dans la phase α : nous connaissons exactement dans le repère $(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3)$ la position des plans et directions de glissement possibles de la phase α. Un calcul de contrainte résolue permet d'écrire les conditions nécessaires pour que la contrainte de traction σ, appliquée dans le plan $(\vec{x}_1, \vec{x}_3)$ dans la direction faisant l'angle φ avec $\vec{x}_1$, entraîne le dépassement de la cission critique τ_o dans chacune des directions de glissement. Une série de 12 inégalités est ainsi obtenue :

Plan de glissement :	Direction de glissement :	Condition critique :
111	$\bar{1}01$	$\lvert 0{,}85\,\sigma \sin\varphi\cos\varphi + 0{,}08\,\sigma\sin^2\varphi \rvert \geq \tau_o$
	$\bar{1}10$	$0{,}17\,\sigma\sin^2\varphi \geq \tau_o$
	$01\bar{1}$	$\lvert -0{,}85\,\sigma\sin\varphi\cos\varphi + 0{,}08\,\sigma\sin^2\varphi \rvert \geq \tau_o$
$\bar{1}11$	101	$\lvert 0{,}135\,\sigma\cos^2\varphi + 0{,}475\,\sigma\sin\varphi\cos\varphi + 0{,}34\,\sigma\sin^2\varphi \rvert \geq \tau_o$
	110	$\lvert -0{,}27\,\sigma\cos^2\varphi + 0{,}11\,\sigma\sin\varphi\cos\varphi + 0{,}38\,\sigma\sin^2\varphi \rvert \geq \tau_o$
	$01\bar{1}$	$\lvert -0{,}405\,\sigma\cos^2\varphi - 0{,}37\,\sigma\sin\varphi\cos\varphi + 0{,}04\,\sigma\sin^2\varphi \rvert \geq \tau_o$
$1\bar{1}1$	$\bar{1}01$	$\lvert 0{,}41\,\sigma\cos^2\varphi + 0{,}20\,\sigma\sin\varphi\cos\varphi + 0{,}015\,\sigma\sin^2\varphi \rvert \geq \tau_o$
	011	$\lvert 0{,}135\,\sigma\cos^2\varphi + 0{,}475\,\sigma\sin\varphi\cos\varphi + 0{,}17\,\sigma\sin^2\varphi \rvert \geq \tau_o$
	110	$\lvert -0{,}27\,\sigma\cos^2\varphi + 0{,}27\,\sigma\sin\varphi\cos\varphi - 0{,}155\,\sigma\sin^2\varphi \rvert \geq \tau_o$
$11\bar{1}$	101	$\lvert -0{,}27\,\sigma\cos^2\varphi - 0{,}58\,\sigma\sin\varphi\cos\varphi + 0{,}245\,\sigma\sin^2\varphi \rvert \geq \tau_o$
	011	$\lvert -0{,}27\,\sigma\cos^2\varphi - 0{,}74\,\sigma\sin\varphi\cos\varphi + 0{,}30\,\sigma\sin^2\varphi \rvert \geq \tau_o$
	$\bar{1}10$	$\lvert -0{,}16\,\sigma\sin\varphi\cos\varphi + 0{,}06\,\sigma\sin^2\varphi \rvert \geq \tau_o$

Nous avons pris une valeur numérique moyenne de 0,2 hectobars pour τ_o[28][34][35] et calculé la valeur limite de σ pour φ compris dans l'intervalle de + 90° à - 90°. La courbe limite résultante est sensiblement uniforme et située entre 0,4 et 0,5 hb (courbe a), Fig. 33).



Présent travail

HERTZBERG[14]

YUE[17] (traction)

YUE[16] (compression)

Gamme des modules mesurés sur l'eutectique brut de coulée

a : théorie des modules effectifs

b : théorie des raideurs effectives approximation N°1

c : théorie des raideurs effectives approximation N°2

d : mélange des coefficients d'élasticité

e : mélange des complaisances

Figure 32 : Variations du module d'élasticité en fonction de l'angle φ

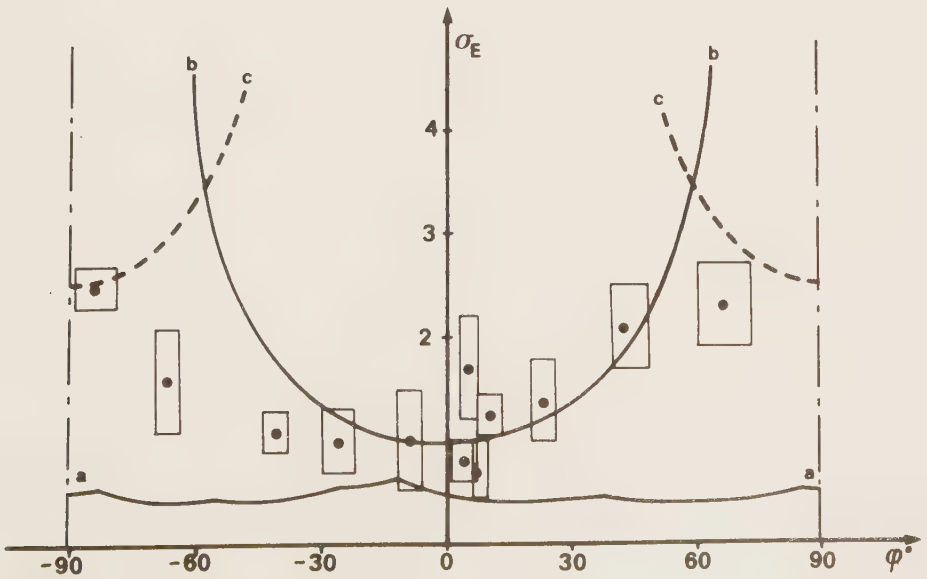


Figure 33 : Variations de la limite d'élasticité en fonction de l'angle φ

a : limite d'activation des systèmes de glissement dans la phase α

b : courbe $\sigma \cos^2\varphi = 1$ hb

c : courbe $\sigma \sin^2\varphi = 2,5$ hb

- Le second processus de déformation observé dans l'eutectique Al-Al_2Cu est constitué par les fissures transversales des lamelles de phase θ, visibles sur nos éprouvettes en cours de traction et après rupture. Nous avons déterminé le plan macroscopique de ces fissures, qui est voisin de $(\bar{1}\bar{1}2)_\theta$ (Chap. IV, Parag. 5). Considérons-le ici, en première approximation et en vue de simplifier les calculs, comme confondu avec le plan $(\vec{x}_2, \vec{x}_3)$. Nous pouvons écrire qu'une rupture apparaît dans ce plan lorsque la contrainte normale excède une valeur critique K_o, ce qui se traduit par l'inéquation :

$$\sigma \cos^2 \varphi \geq K_o$$

K_o représente ici la limite de rupture en traction d'un monocristal d'Al_2Cu sollicité dans la direction correspondant à l'axe $\vec{x}_1$ de l'eutectique ; cette valeur est inconnue. Nous n'avons connaissance que de la limite de rupture en compression à la température ambiante, citée par DEY et TYSON[38], et qui vaut environ 3 hb. YUE[17] évalue à 56 hb la limite de rupture de la phase θ dans l'eutectique ; cette valeur, sans commune mesure avec la précédente, ne nous paraît pas pouvoir être considérée autrement que comme une moyenne, calculée sur l'ensemble des lamelles Al_2Cu, dans l'eutectique (c'est-à-dire dans des conditions où la fragilité du composé défini θ est masquée par la présence de la phase α) au moment de la rupture de celui-ci. Or nous nous intéressons ici à l'apparition des premières fissures transversales dans Al_2Cu. Nous avons d'ailleurs observé lors des essais de traction in situ sous microscope à balayage l'apparition de micro-ruptures transversales dans Al_2Cu pour de faibles niveaux de contraintes. YUE signale lui-même, dans certaines zones d'éprouvettes de traction, un pourcentage de 25 % de lamelles θ rompues pour une contrainte de 7 hb. La valeur à considérer pour K_o est donc très certainement inférieure ou égale à 3 hb.

- Les fissures longitudinales observées dans les lamelles d'Al_2Cu parallèlement au joint de phases, et dans le joint de phases lui-même constituent le troisième mode de déformation dont nous ayons à tenir compte. Nous considèrerons là encore, en première approximation, le plan de fissure comme confondu avec le plan $(\vec{x}_1, \vec{x}_2)$; de plus, d'après nos observations, les fissures longitudinales semblant se propager indifféremment

le long du joint de phases ou dans la phase θ, nous assimilerons ces deux sortes de rupture ; la contrainte normale K'_o nécessaire pour les déclencher sera atteinte lorsque la contrainte appliquée σ vérifiera :

$$\sigma \sin^2 \varphi \geq K'_o$$

La valeur de K'_o doit logiquement être, comme K_o et pour les mêmes raisons, de l'ordre de 3 hb.

Les différentes valeurs expérimentales de limite d'élasticité que nous avons relevées sont portées sur la figure 33 en fonction de l'angle φ des éprouvettes correspondantes. Ces valeurs sont toutes supérieures à la valeur critique d'activation des systèmes de glissement de la phase α (courbe a'). Nous proposons pour ce fait l'explication suivante : les glissements dans la phase α se déclenchent certainement dès que la contrainte appliquée atteint le niveau de 0,4 hb. Mais leur amplitude est forcément limitée par la largeur des lamelles, et la déformation plastique qui en résulte est très faible, et probablement indécelable avec la précision de mesure dont nous disposons. La déformation plastique ne commence à devenir macroscopiquement sensible qu'à partir du moment où apparaissent les premières fissures transversales ou longitudinales de lamelles Al_2Cu. Les fissures transversales permettent aux déformations de la phase α de s'amplifier, selon un processus que nous évoquerons au chapitre suivant. Les fissures longitudinales, qui peuvent se propager rapidement sur une grande surface, conduisent à une rupture quasi-immédiate de l'échantillon (comme cela a d'ailleurs été constaté sur les éprouvettes à φ proche de 90°).

Si ces hypothèses sont exactes, les points expérimentaux doivent se répartir au voisinage des courbes correspondant aux valeurs critiques de fissuration : $\sigma \cos^2 \varphi = K_o$ et $\sigma \sin^2 \varphi = K'_o$. Nous avons tracé sur la figure 33 la courbe $\sigma \cos^2 \varphi = 1$ hb et la courbe $\sigma \sin^2 \varphi = 2,5$ hb, qui semblent regrouper les points expérimentaux de manière satisfaisante. Cette interprétation conduit donc à prendre pour K_o et K'_o les valeurs approximatives de 1 hb et 2,5 hb, dont l'ordre de grandeur est dans les limites prévues.

CHAPITRE VI

COMPORTEMENT PLASTIQUE

Dans ce chapitre nous examinons le comportement plastique des éprouvettes Al-Al_2Cu pour diverses valeurs de ω à partir de trois types de résultats :

- Les mesures de la contrainte de rupture R_ω (Fig. 34), de d'exposant d'écrouissage m (Fig. 35), de l'allongement total à la rupture ε_R (Fig. 36).

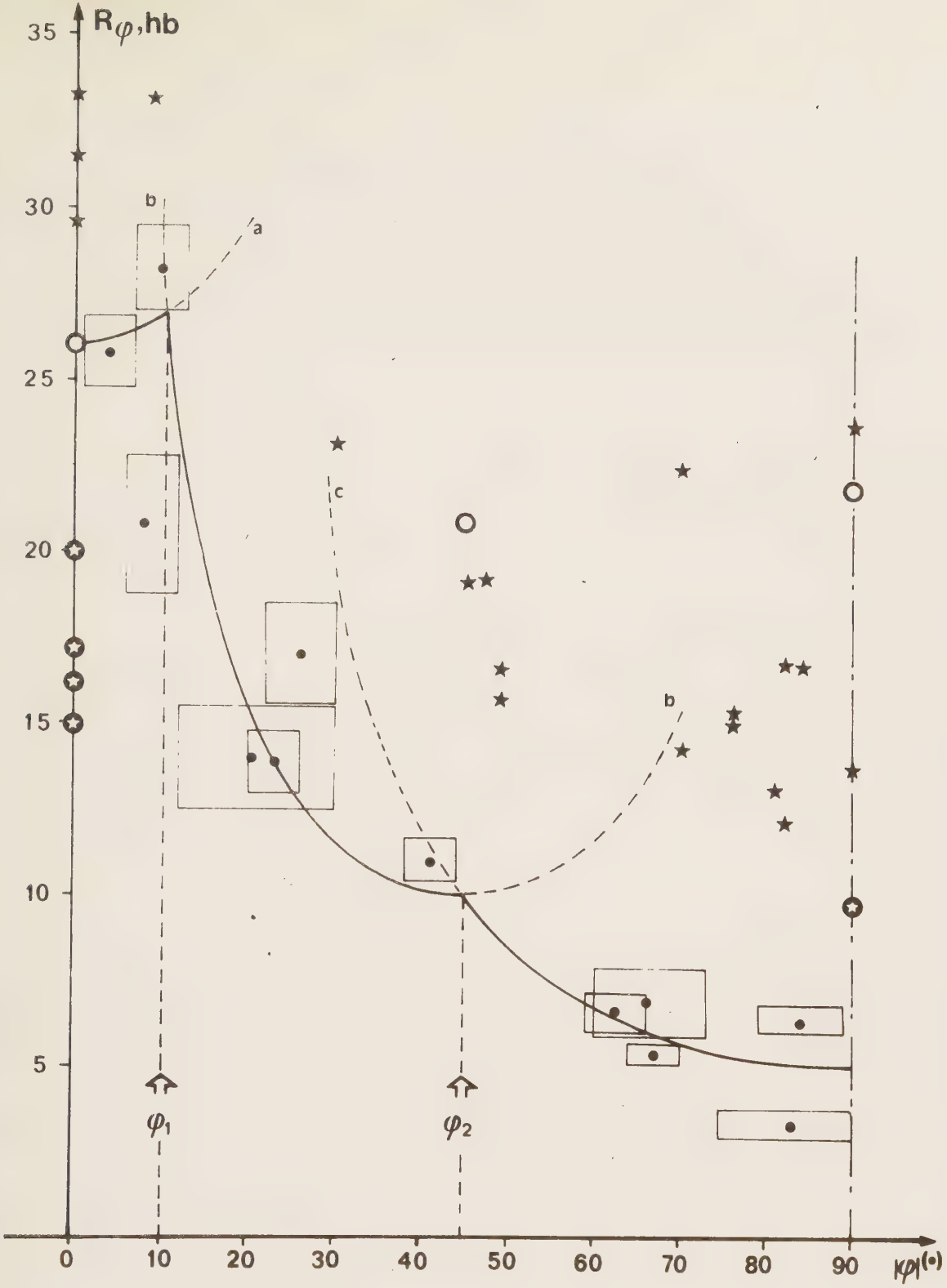
- L'analyse des cercles de Mohr des déformations, pour les éprouvettes munies de jauges d'extensométrie tridirectionnelles.

- Les micrographies montrant les fractures, glissements et strictionsdans les deux types de lamelles α et θ.

En ce qui concerne le premier type de résultats, nous n'avons pas distingué entre les valeurs positives et négatives de ω, car aucune différence sensible de répartition ne paraît exister entre ces deux types de points expérimentaux. D'autre part nous n'avons pas pris en compte les valeurs de R_ω et ε_R issues d'essais terminés par une rupture prématurée en dehors de la partie utile de l'éprouvette. Ces essais conduisent d'ailleurs à des valeurs qui sont toutes inférieures ou égales à celles obtenues dans des conditions normales pour des angles ω voisins.

1/ CONTRAINTE de RUPTURE :

Les valeurs expérimentales de la contrainte de rupture, rassemblées sur la figure 34, esquissent une courbe décroissante lorsque $|\omega|$ augmente. D'autre part, au chapitre IV, paragraphe 3, nous avons noté différents mécanismes de déformation suivant la valeur de ω. Ces deux faits nous incitent à transposer à l'eutectique Al-Al_2Cu, lamellaire, le modèle de



a : courbe $R_\varphi = 26/\cos^2\varphi$

b : courbe $R_\varphi = 5/\sin\varphi\cos\varphi$

c : courbe $R_\varphi = 5/\sin^2\varphi$

Présent travail

HERTZBERG[14] (flexion)

YUE[16] (compression)

YUE[17] (traction)

Figure 34 : Variation de la contrainte de rupture en fonction de $|\varphi|$

rupture que KELLY[1] (Chap.I, Parag. 4) a établi pour les composites fibrés. Nous proposons donc les trois mécanismes de rupture suivants :

- Allongement de la matrice α parallèlement aux lamelles θ, jusqu'à rupture complète de celles-ci. La contrainte de rupture R_φ du composite dans la direction de traction caractérisée par l'angle φ vaut alors :

$$R_\varphi = \frac{R_c}{\cos^2 \varphi}$$

R_c est la limite de rupture du composite en traction parallèle aux lamelles. Nos mesures et celles des autres auteurs (voir Tableau I) conduisent à une valeur de R_c d'environ 26 hb.

- Rupture de la matrice par cisaillement selon un plan parallèle aux lamelles. En toute rigueur, la contrainte de rupture de la matrice est alors une contrainte de cisaillement en déformation plane τ_{mp}, ceci pour tenir compte du caractère restreint des déformations parallèles aux lamelles renforçantes. La contrainte de rupture du composite s'écrit :

$$R_\varphi = \frac{\tau_{mp}}{\sin \varphi \cos \varphi}$$

Nos valeurs s'ajustent avec $\tau_{mp} = 5$ hb. Nous pouvons comparer cette valeur avec la contrainte de rupture en cisaillement de monocristaux d'aluminium à 0,4 % de cuivre mesurée par JAOUL[28] $\tau_m = 2$ hb, ou plutôt avec celle mesurée plus récemment par GREETHAM[35] pour des monocristaux d'aluminium à 4,5 % de cuivre à l'état d'équilibre, $\tau_m = 5$ hb.

- A la différence du modèle de KELLY, le troisième mécanisme de rupture de notre composite lamellaire ne consiste pas en un allongement de la matrice perpendiculairement au plan des lamelles : cet allongement est rendu très difficile par la restriction des déformations parallèles aux lamelles. Dans notre cas, le troisième mécanisme qui apparaît pour les valeurs élevées de l'angle φ, est une fracture soit dans les lamelles Al_2Cu et approximativement parallèle au joint de phases, soit dans le joint de phases lui-même. Si K_F est la contrainte normale au plan des lamelles nécessaire pour produire cette fissure, et la faire progresser à travers toute la largeur de l'éprouvette, la limite de rupture du composite est :

$$R_\varphi = \frac{K_F}{\sin^2 \varphi}$$

La tension K_F est probablement du même ordre, ou très légèrement supérieure à la contrainte critique K'_o nécessaire pour provoquer les fractures longitudinales : en effet, pour franchir chaque surface de faute lamellaire, la fissure doit être recréée dans une lamelle θ différente. L'extrapolation de nos points expérimentaux jusqu'à $\varphi = 90°$ conduit à une valeur de l'ordre de 5 hb pour K_φ.

Les trois fonctions $R_\varphi = \frac{23}{\cos^2\varphi}$, $R_\varphi = \frac{5}{\sin\varphi\cos\varphi}$ et $R_\varphi = \frac{5}{\sin^2\varphi}$ sont tracées sur la figure 34.

Compte tenu de la dispersion des points expérimentaux, dispersion inhérente à la technique de mesure, on peut considérer qu'ils sont en accord avec la courbe résultant du modèle de KELLY. A titre de comparaison, nous avons reporté sur la figure 34 les points expérimentaux obtenus par différents auteurs. Les plus comparables aux nôtres sont les essais de YUE en traction[17]. On ne peut que constater l'écart entre ses valeurs et les nôtres, et regretter qu'il n'aie pas détaillé plus l'effet de l'orientation. En ce qui concerne les essais de compression réalisés par YUE[16], la fragilité de la phase Al_2Cu, qui est déterminante pour les angles importants, se trouve masquée par le type même de l'essai, ce qui explique les contraintes de rupture nettement plus fortes. Il y a un écart quasi systématique entre les valeurs de contrainte de rupture dues à HERTZBERG[14] et les nôtres. A ce sujet trois arguments peuvent être avancés : des différences dans les conditions de solidification peuvent avoir conféré aux échantillons de HERTZBERG des propriétés mécaniques supérieures. En particulier, d'après les micrographies, ses échantillons semblent avoir des distances interlamellaires de seulement 2 µm. De plus, HERTZBERG ne donne aucun détail sur la manière dont il évalue la contrainte de rupture sur la fibre la plus tendue de ses éprouvettes de flexion ; la répartition des contraintes que le calcul classique donne dans une poutre en flexion semble en tout cas pour le moins sujette à caution dans le cas d'un milieu aussi anisotrope que l'eutectique orienté, et pour des directions variables des lamelles. Enfin, il nous paraît difficile de comparer sans réserves des résultats obtenus dans des conditions d'essai aussi différentes que la traction pure, et la flexion, où une zone de l'éprouvette subit une traction et une autre une compression.

Les fonctions théoriques permettent de prévoir que les transitions entre mécanismes s'effectuent pour les angles $\varphi_1 = 10°55'$ et $\varphi_2 = 45°$. Nous avons reporté ces valeurs limites sur les figures 35 et 36 qui représentent respectivement la variation avec φ de l'exposant m et de l'allongement à la rupture ε_R. Les valeurs expérimentales de ces deux grandeurs ont malheureusement la dispersion habituelle à ce genre de mesure. Cependant, nous pouvons noter que les limites φ_1 et φ_2 séparent trois classes de valeurs :

$0° < |\varphi| < \varphi_1$: Forte contrainte de rupture : (20,26,28 hb)
Faible allongement : (4 à 7 ‰)
Fort écrouissage ($0,7 \leq m \leq 1$)

$\varphi_1 < |\varphi| < \varphi_2$: Décroissance rapide de la contrainte de rupture
Allongement relativement important (8 ‰, et jusqu'à 18 ‰)
Très faible écrouissage (m de l'ordre de 0,5)

$\varphi_2 < |\varphi| < 90°$: Faibles valeurs de la contrainte de rupture (3 à 6 hb)
Très faible allongement (1 à 4 ‰)
Ecrouissage presque aussi fort que dans le premier cas
($0,5 \leq m \leq 1$)

JAOUL[28] a observé que le coefficient d'écrouissage de l'aluminium pur, voisin de 1 pour des monocristaux, tend vers une valeur limite égale à 0,5 pour des polycristaux à grains très fins : la comparaison de ces valeurs de m avec celles relevées pour nos essais tendrait à prouver que, pour $|\varphi|$ compris entre φ_1 et φ_2, la phase α, qui fournit précisément alors la plus importante contribution à la déformation de l'eutectique, se comporte dans son ensemble comme un polycristal à grains très fins, et ceci malgré la continuité des orientations cristallographiques d'une lamelle α à l'autre. Au contraire, pour $|\varphi|$ inférieur à φ_1, et supérieur à φ_2, on retrouve un coefficient d'écrouissage voisin de celui de monocristaux d'aluminium.

L'allongement à la rupture ε_R devient nettement plus important lorsque $|\varphi|$ est compris entre φ_1 et φ_2 : HERTZBERG et coll.[14] ont constaté au cours de leurs essais de flexion une augmentation analogue de la

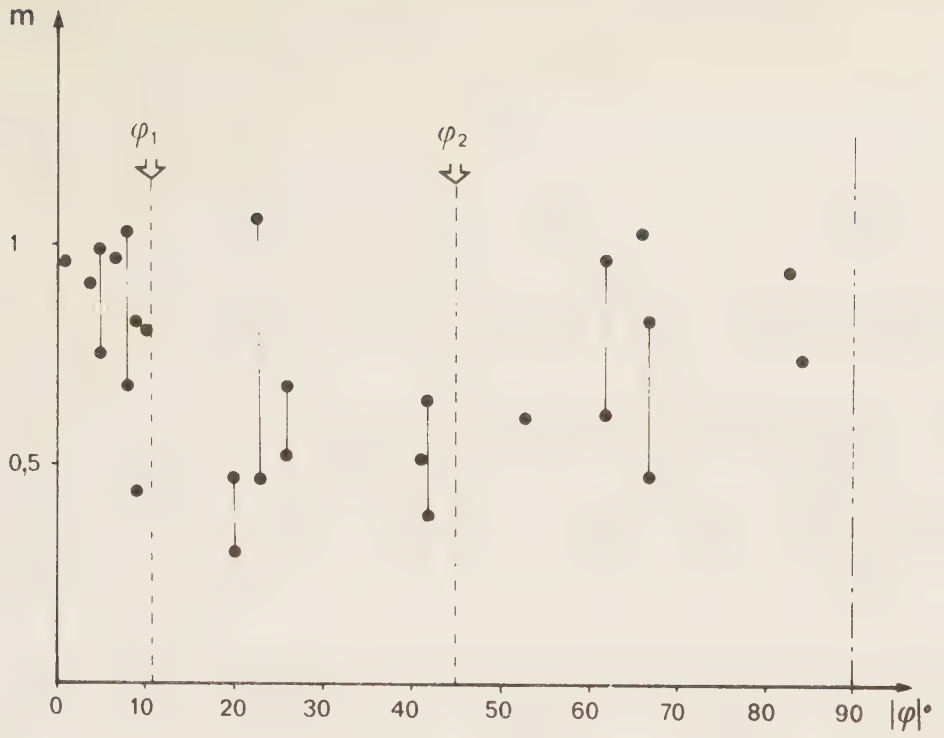


Figure 35 : Variations de l'exposant d'écrouissage avec $|\varphi|$

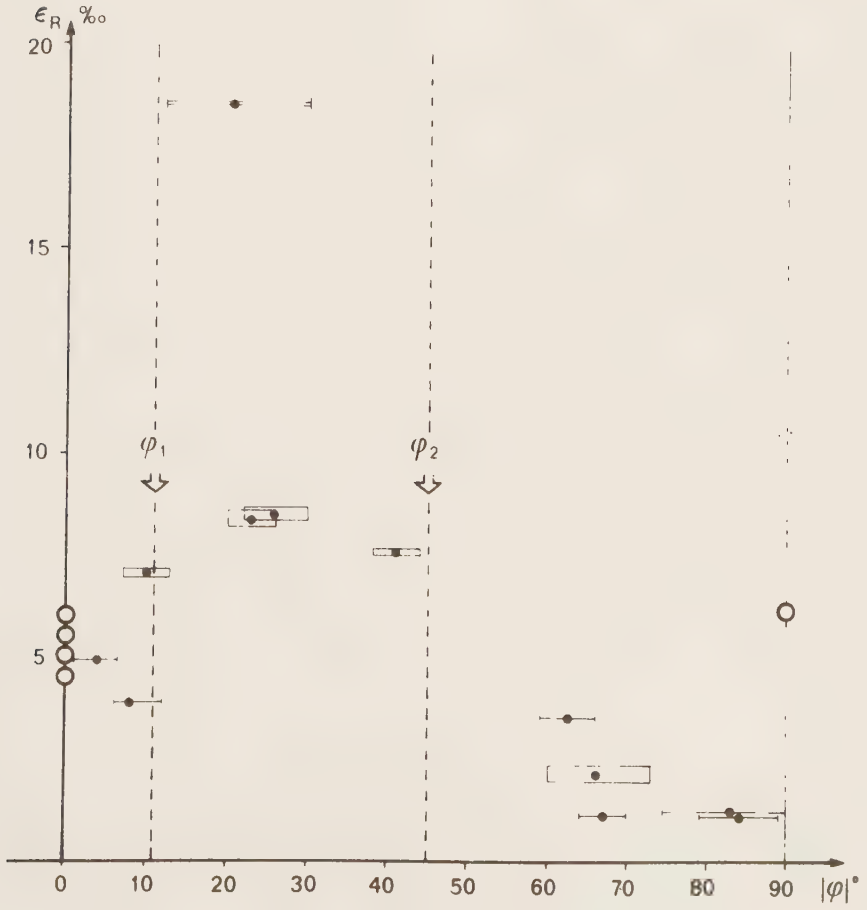


Figure 36 : Variations de l'allongement à la rupture avec $|\varphi|$

flèche maximale de leurs éprouvettes entre 10° et 50° environ.

2/ DEFORMATIONS dans le PLAN de l'EPROUVETTE :

Les mesures **tridirectionnelles de déformation** fournissent pour chaque éprouvette la direction et l'intensité des déformations principales dans le plan de l'éprouvette, pour toute valeur de la contrainte (Chap. IV, Parag. 1 et Annexe).

Ceci permet de caractériser l'anisotropie du matériau, tout au moins dans le plan $(\vec{x}_1, \vec{x}_3)$ où se situe la direction de traction. En effet, pour un milieu parfaitement isotrope, les directions principales du tenseur des contraintes et du tenseur des déformations coïncident en toutes circonstances. Dans notre cas au contraire, l'anisotropie du matériau se manifeste dans le plan $(\vec{x}_1, \vec{x}_3)$ par un écart angulaire η entre la direction de traction $\vec{N}$ (qui est une direction principale des contraintes) et la direction $\vec{X}_1$ du plus grand des allongements principaux ϵ_1. Cet écart est fonction de l'angle ω et de l'intensité de la contrainte appliquée. Nous conviendrons de l'orienter positivement dans le même sens que ω. Nous avons exposé en Annexe, et justifié par des observations micrographiques (Chapitre IV, Parag. 5), les raisons de symétrie qui conduisent à considérer le plan $(\vec{x}_1, \vec{x}_3)$ comme un plan principal des déformations pour l'eutectique lamellaire Al-Al_2Cu. Il est donc intéressant de pouvoir caractériser le comportement du milieu lamellaire pour des directions de sollicitation contenues dans ce plan. Remarquons d'ailleurs que ceci ne présume en rien de l'anisotropie du composite dans ses deux autres plans principaux de déformation et dans toutes les autres directions de l'espace.

La connaissance de l'état de déformation dans le plan $(\vec{x}_1, \vec{x}_3)$ présente un second intérêt : celui de fournir des renseignements sur les mécanismes de déformation de l'eutectique. En effet, si des glissements se produisent suivant certains plans macroscopiques ou microscopiques préférentiels dans le composite, la direction de cisaillement maximum dans

le plan $(\vec{x}_1, \vec{x}_3)$ doit être voisine (à la rotation près du réseau cristallin) de la direction d'intersection du plan de glissement avec la surface de l'éprouvette.

Les figures 37 a) à d) présentent pour les éprouvettes les plus caractéristiques les variations de l'intensité et de la direction des déformations principales en cours d'essai par rapport à la direction des lamelles et à la direction de traction. Les directions de cisaillement maximum sont évidemment à 45° des directions principales. La figure 38 montre, pour toutes les éprouvettes testées, l'évolution en fonction de la contrainte de l'écart angulaire $(\eta + \varphi)$ qui existe entre la direction $\vec{X}_1$ et le plan des lamelles. On note que, pour les faibles valeurs absolues de φ, $(\eta + \varphi)$ conserve des valeurs faibles. La courbe $\varphi = + 9°$ constitue une exception : malgré de nombreuses vérifications, nous n'avons pu déceler aucune erreur expérimentale relative à cet essai. La figure 37 b) se différencie également des autres graphiques de la même série, en ce sens qu'elle est la seule à présenter, pour les faibles contraintes, des valeurs toutes deux positives de ϵ_1 et ϵ_3. On peut songer à expliquer cette anomalie en supposant que la transition entre deux mécanismes de déformation (qui doit s'effectuer précisément à 10°55') s'est manifesté particulièrement nettement pour cette éprouvette.

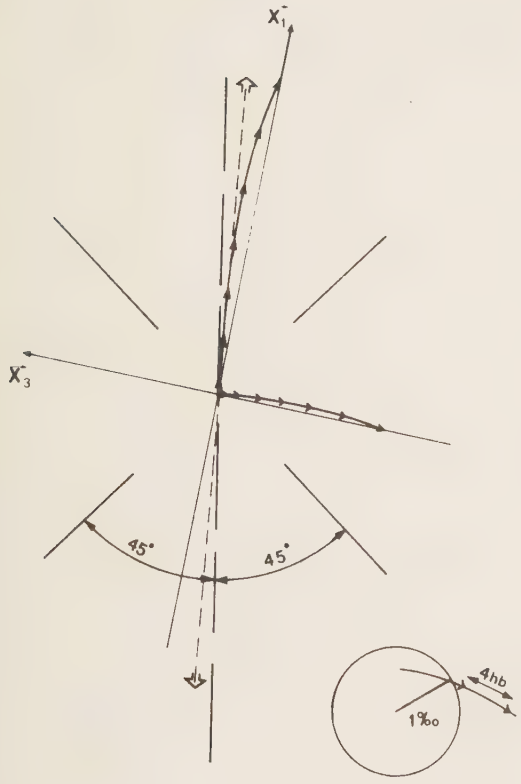
Lorsque $|\varphi|$ prend des valeurs comprises entre φ_1 et φ_2, on constate une tendance très nette , pour la direction $\vec{X}_1$, à s'écarter à 45° du plan des lamelles ; $(\eta + \varphi)$ tend alors vers + 45° ou - 45°. Ceci signifie que l'effet de cisaillement maximum est obtenu, en fin d'essai, dans un plan voisin du plan des lamelles. Cette tendance se manifeste encore pour $\varphi = - 67°$, mais semble moins marquée. La détérioration fortuite d'une jauge d'extensométrie nous a empêchés d'effectuer la mesure tridirectionnelle complète pour $\varphi = - 84°$, mais les valeurs que nous avons pu enregistrer laissent présumer un écart η à nouveau faible et sensiblement constant.

Les directions de traction situées à $\varphi = + 23°$, + 43°, - 67° et -41° ont été particulièrement choisies pour étudier l'influence de la phase

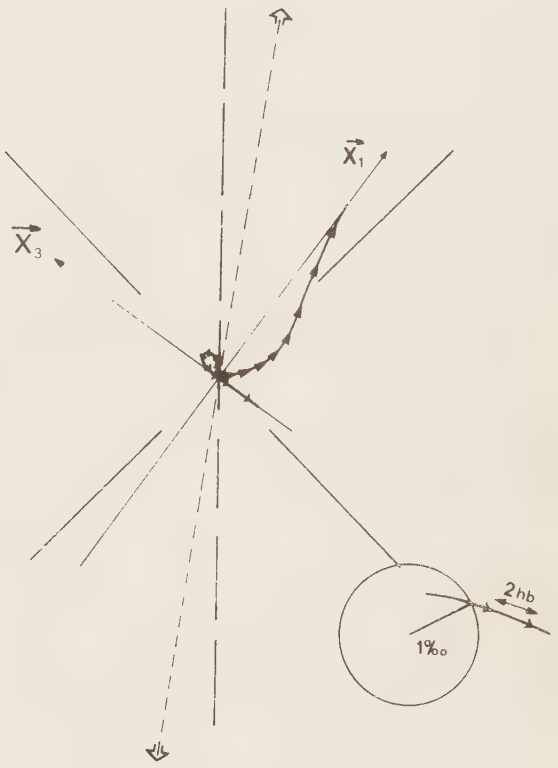
Figure 37 : Variations des déformations principales ε_1 et ε_3 dans le plan de l'éprouvette avec la contrainte appliquée (Diagrammes polaires)

Direction des lamelles

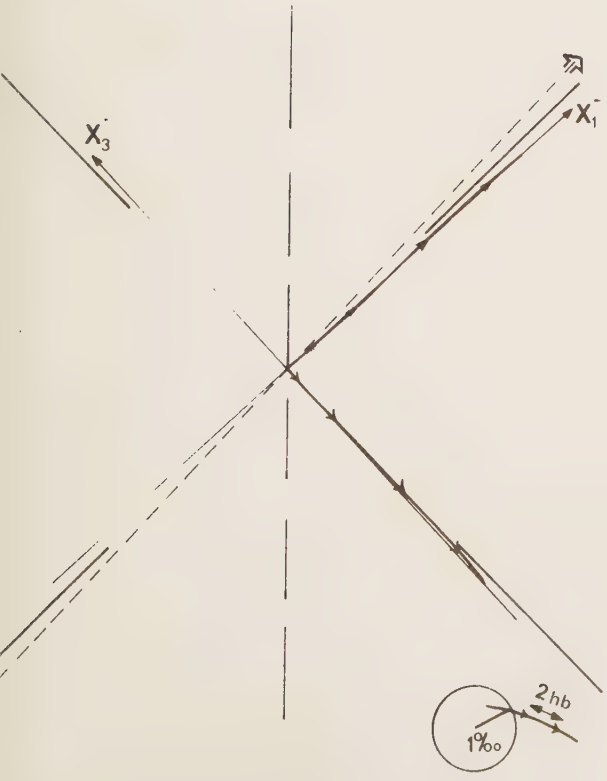
Direction de traction



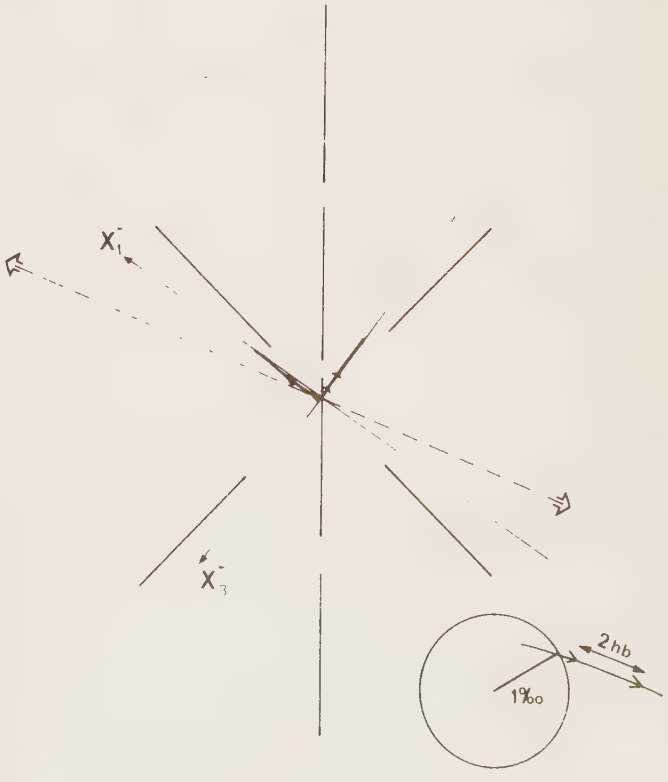
a) $\varphi = +4°$



b) $\varphi = +9°$



c) $\varphi = +42,5°$



d) $\varphi = -67°$

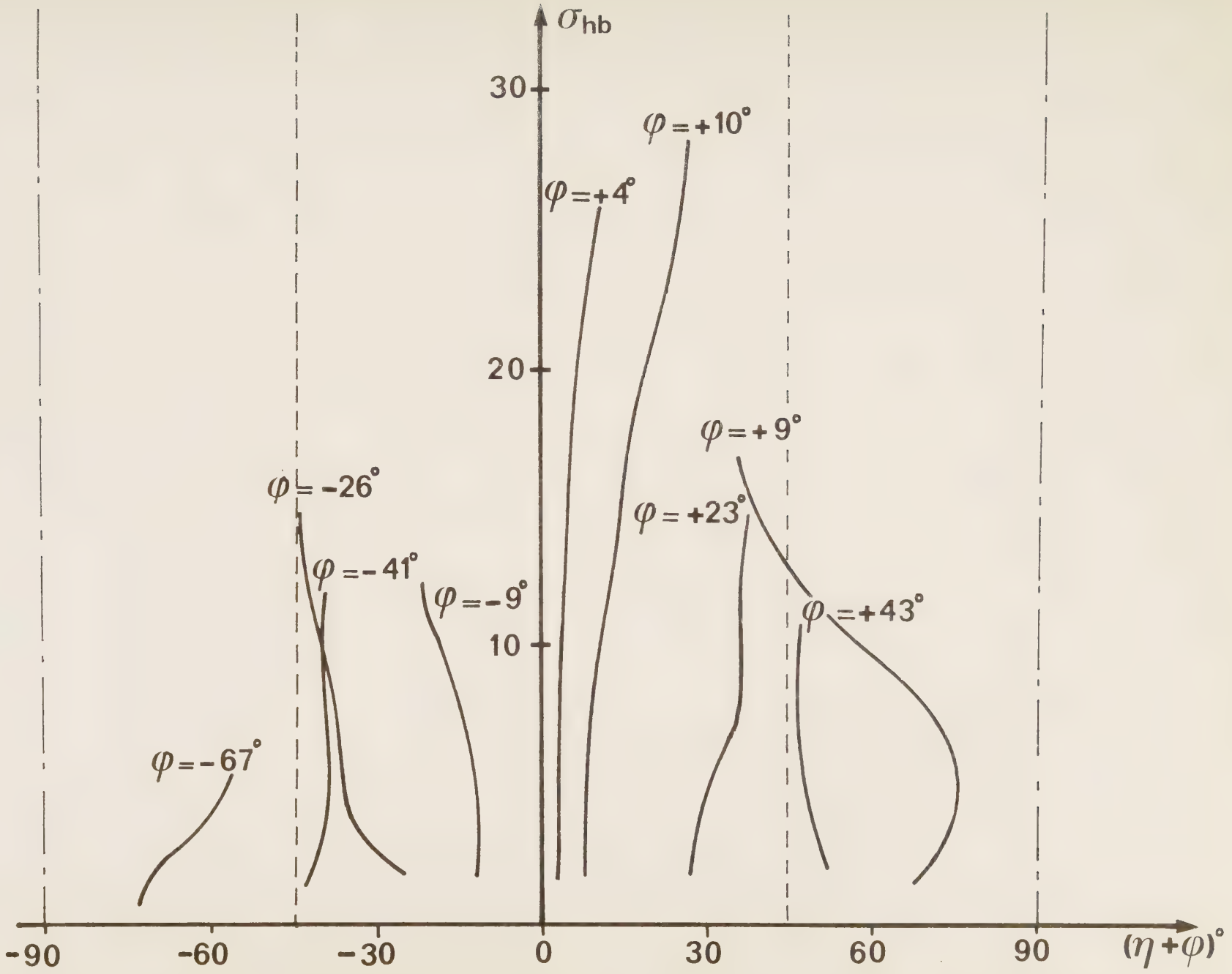


Figure 38 : Variations de l'écart entre la direction principale de déformation $\vec{X}_1$ et le plan des lamelles

α sur la déformation de l'eutectique : elles sont situées à environ 45° des plans denses $(1\bar{1}\bar{1})$ et (111) de la phase α. Pour + 43° et - 41°, la direction du cisaillement maximum se stabilise bien à environ 45° de la direction de traction $\vec{N}$, mais le plan des lamelles se trouve lui aussi à 45° de $\vec{N}$. Pour + 23° et - 67°, par contre, on constate que $(\eta + \omega)$ tend toujours vers 45°, et non η vers zéro, comme ce devrait être le cas si la plus grande partie du glissement s'effectuait sur le plan dense de la phase α situé en position favorable. De plus, il n'existe aucune différence caractéristique entre la courbe obtenue pour $\varphi = + 23°$ et celle obtenue pour $\varphi = - 26°$. De ces constatations se déduit la conclusion importante qu'à la température de nos essais, et contrairement à ce qu'a observé PROULX[47] en fluage à 300°C, la phase α a un comportement plastique relativement isotrope, et l'orientation de son réseau cristallin n'influe pas sur la déformation de l'eutectique.

Les figures 39 a), b) et c) représentent l'allongement principal ε_1 en fonction de la contrainte principale (égale à la contrainte appliquée σ), pour les éprouvettes appartenant à chacune des trois classes précédentes. Nous retrouvons sur ces trois types de courbes les caractéristiques déjà relevées au paragraphe 1 sur les courbes $\sigma(\varepsilon)$:

$0 < |\varphi| < 10°55'$: Fortes contraintes de rupture, allongements compris entre 3‰ et 8 ‰, faible courbure générale.

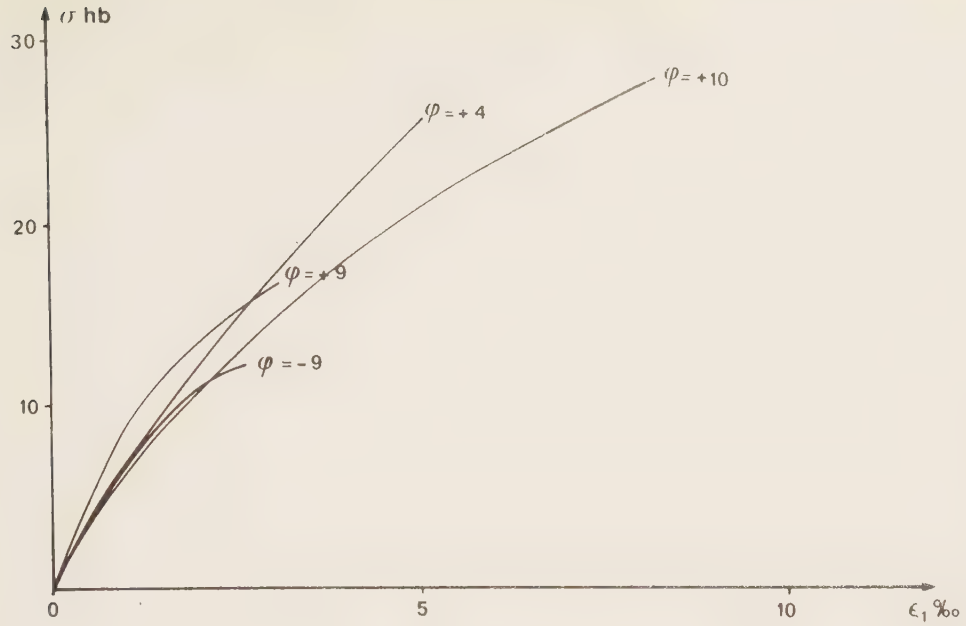
$10°55' < |\varphi| < 45°$: Contraintes de rupture plus faibles, allongements en moyenne plus importants, inflexion très marquée vers 4 hb.

$45° < |\varphi| < 90°$: Contraintes de rupture et allongements très faibles.

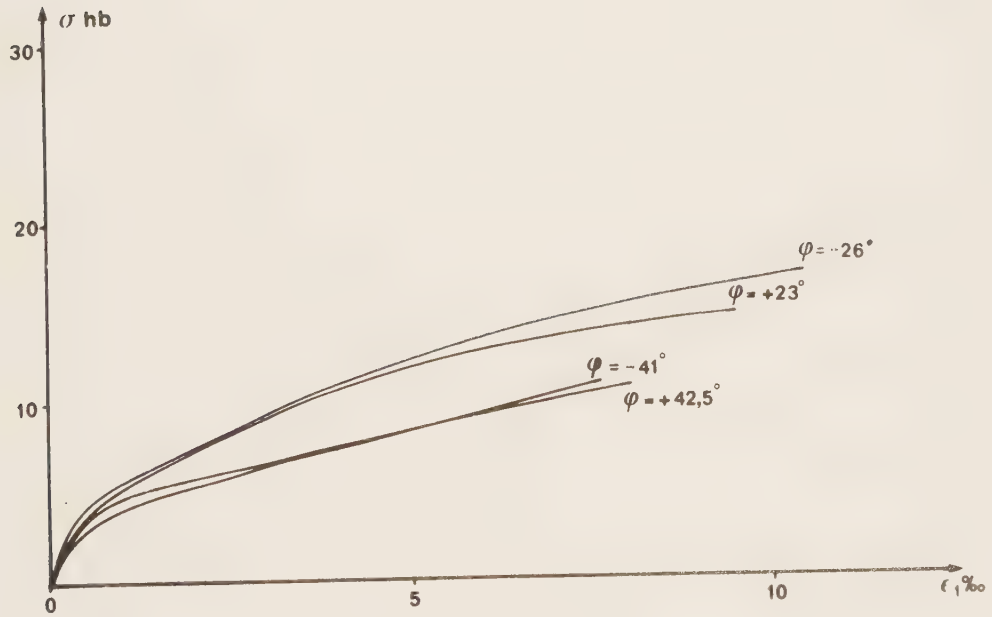
Les courbes représentant la cission maximale appliquée τ (égale à $\frac{\sigma}{2}$ dans notre état de contraintes) en fonction du cisaillement maximum γ_1 (Fig. 40 a) b) c)) ont la même allure et les mêmes différences que les précédentes. Notons que la courbe $\varphi = + 9°$ fait là encore exception. Pour les valeurs absolues de φ comprises entre φ_1 et φ_2 réapparaît le fait que la limite de rupture par cisaillement de l'eutectique est voisine de celle de la solution solide α, ce qui a été discuté à propos du mécanisme de dé-

Figure 39 : Courbes $\sigma(\epsilon_1)$ pour différentes valeurs de φ :

a) $0 < |\varphi| < 10°55'$



b) $10°55' < |\varphi| < 45°$



c) $45° < |\varphi| < 90°$

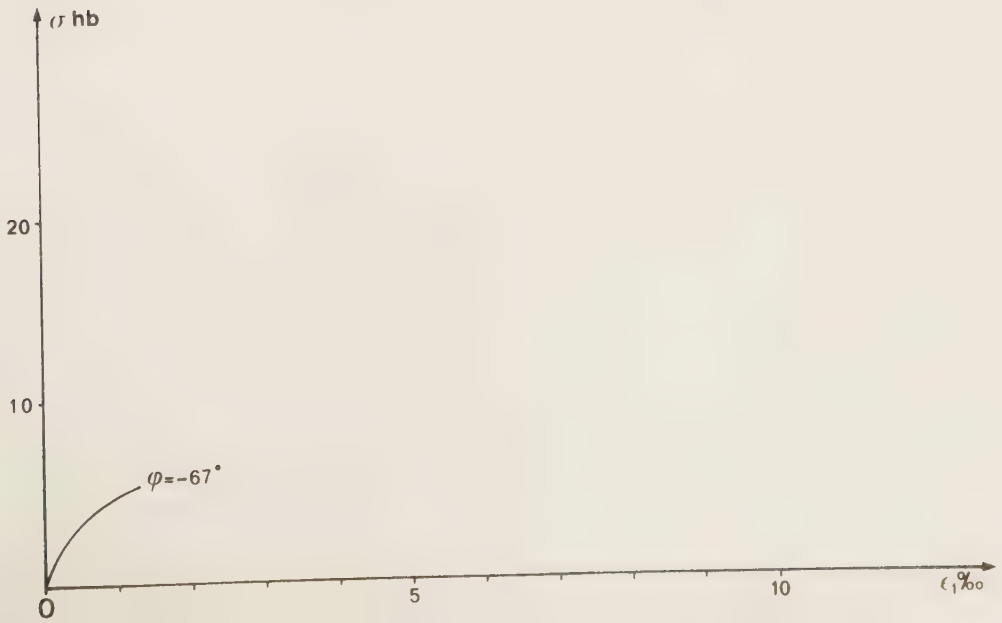
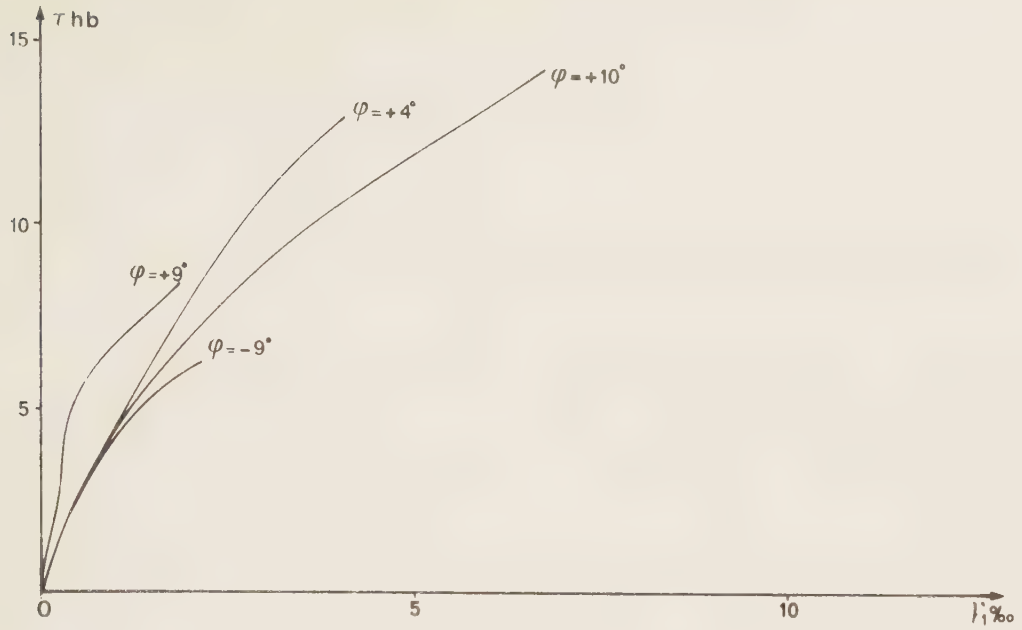
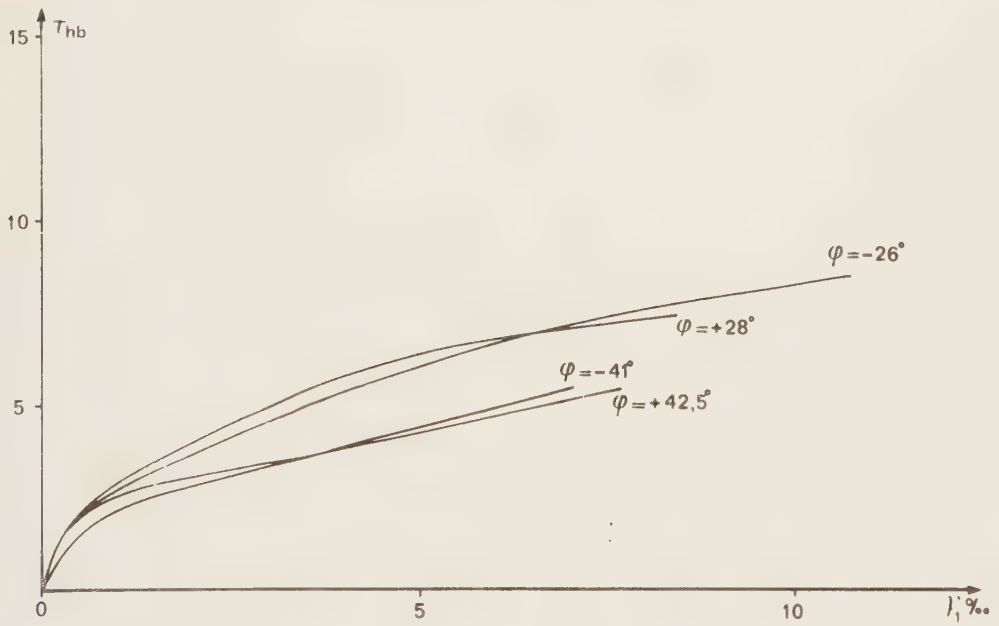


Figure 40 : Courbes $\tau(\gamma_1)$ pour différentes valeurs de φ

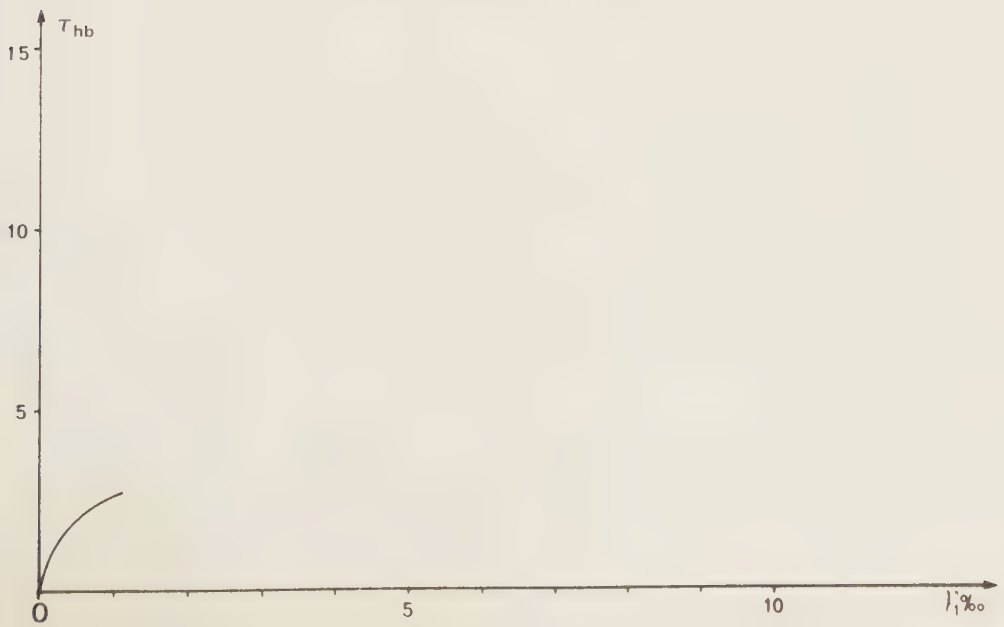
a) $0 < |\varphi| < 10°55'$



b) $10°55' < |\varphi| < 45°$



c) $45° < |\varphi| < 90°$



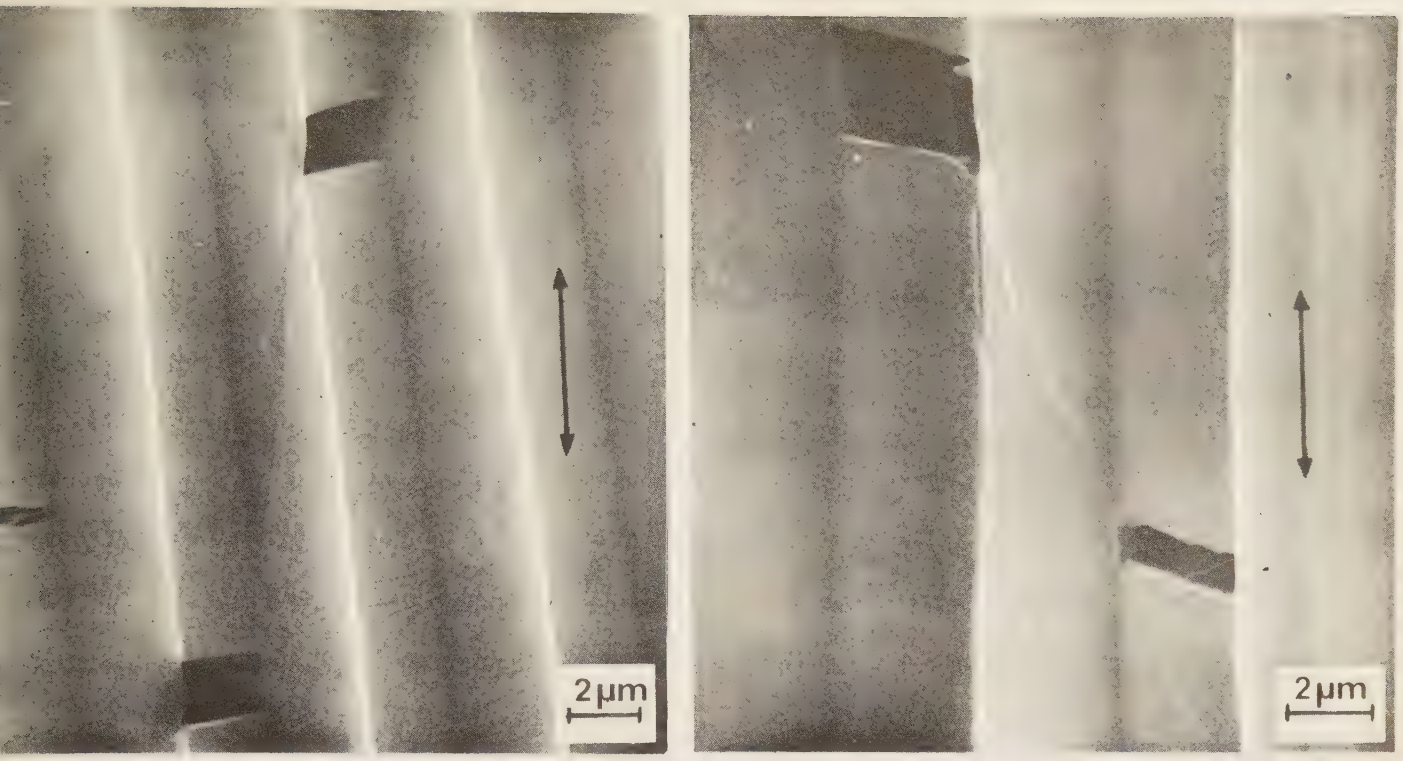
formation invoqué dans cette gamme d'angles.

3/ MECANISMES de DEFORMATION et de RUPTURE :

D'après les résultats numériques analysés dans les deux paragraphes précédents, et les observations micrographiques présentées au Chapitre IV, il nous semble possible de décrire les processus intervenant au cours de la déformation plastique de l'eutectique Al-Al_2Cu. Nous sommes amenés à distinguer trois cas, selon la valeur absolue de l'angle ω.

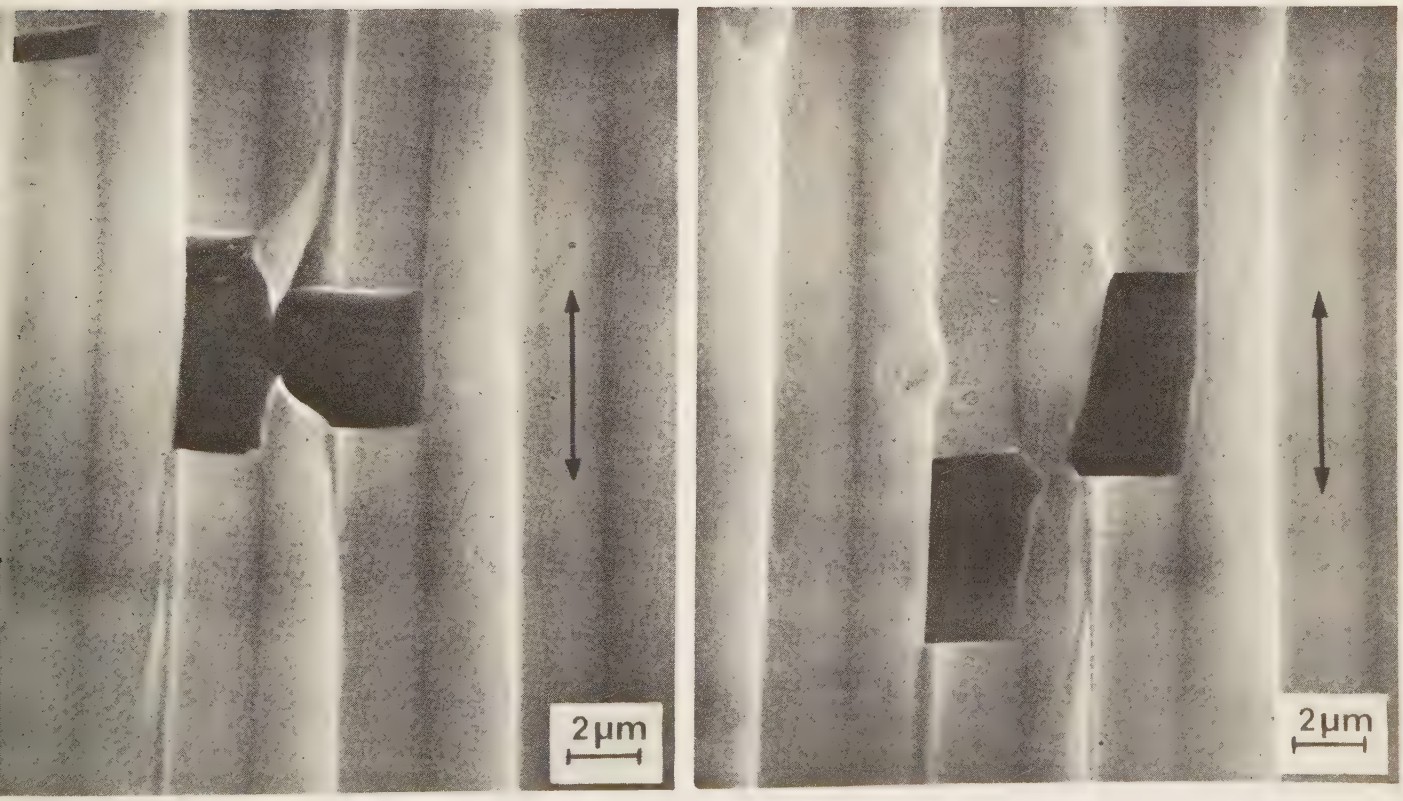
Pour $|\omega|$ compris entre 0° et 10°55, la phase Al_2Cu supporte la plus grande partie de l'effort appliqué au composite. La déformation plastique débute par l'apparition de fractures transversales dans les lamelles θ appartenant à quelques zones très restreintes. Des glissements se produisent ensuite dans la phase α, rejoignant les micro-fractures de deux lamelles θ voisines. Comme on peut le remarquer sur les figures 41 a) et b), la direction des lignes de glissement visibles à la surface des lamelles de solution solide α semble conditionnée plus par la position relative des deux micro-fractures concernées, que par la cristallographie de la phase α. Ceci tendrait à prouver que la déformation fait ici intervenir des glissements déviés, relativement aisés dans l'aluminium à la température ambiante. Lorsque la déformation s'amplifie, les glissements se généralisent dans les lamelles α, qui se rompent de manière ductile ; l'aspect de la cassure est là encore conditionné par la position relative des deux fractures transversales qui sont mises en communication (Fig. 42 a) et b)). Les micro-fractures transversales se rejoignent alors pour former la fissure qui sera à l'origine de la rupture de l'éprouvette. Ce mécanisme de coalescence des micro-ruptures a déjà été proposé par plusieurs auteurs[14][21].

Lorsque l'angle $|\omega|$ est compris entre 10°55' et 45°, le mécanisme de la déformation, "en paquet de cartes", est lié à l'apparition d'un nombre beaucoup plus important de fractures transversales des lamelles θ, dans tout le volume de l'échantillon. L'origine de ces nombreuses micro-



a) b)

Figure 41 : Lignes de glissement dans la phase α en cours de traction. La flèche indique la direction de traction.



a) b)

Figure 42 : Ruptures de lamelles α en cours de traction.

ruptures est sans aucun doute liée aux concentrations de contraintes au joint de phases, provoquées par des glissements multiples qui prennent très vite naissance dans l'ensemble de la phase α : soumises à un effort de cisaillement, les lamelles α se déforment de façon beaucoup plus importante que lors d'une traction parallèle aux lamelles, cas où leur déformation est limitée par l'allongement des lamelles θ. La rupture finale se produit comme dans le cas précédent par jonction entre une série de micro-fractures.

Le troisième type de processus se manifeste principalement pour les valeurs de $|\varphi|$ comprises entre 45° et 90°. La déformation du milieu lamellaire conduit très rapidement à une rupture particulièrement fragile, comme le prouvent d'une part la faible différence entre les valeurs de la limite d'élasticité et de la contrainte de rupture pour ce type d'orientation, et d'autre part l'allongement à la rupture très réduit (Fig. 36). Nos observations montrent (Chap. IV, Parag.3A, et 6) que la déformation de l'eutectique se restreint alors à la propagation de fissures longitudinales dans les lamelles θ ou dans le joint de phases. Pour traverser l'éprouvette de traction, ces fissures doivent franchir les défauts du réseau lamellaire, et en particulier les surfaces de faute : ceci peut expliquer l'existence du court stade de consolidation visible sur les courbes de traction.

Les plans des fractures transversales et longitudinales des lamelles θ se sont révélés être voisins respectivement des plans $(\bar{1}\bar{1}2)_\theta$ et $(2\bar{1}\bar{1})_\theta$: or ces types de plans cristallographiques ne sont pas particulièrement denses. De plus, les travaux antérieurs traitant de la déformation d'Al_2Cu [37][38][47] ont présenté comme seuls plans de glissement possibles - du moins à haute température - les plans du type $(110)_\theta$, $(101)_\theta$ et $(111)_\theta$. Malgré l'aspect très lisse des fissures observées, une étude plus complète reste donc à faire avant de décider s'il s'agit de véritables clivages, ou simplement de plans de fracture ayant macroscopiquement les orientations que nous avons déterminées.

Concluons sur ces mécanismes de déformation en précisant que les transitions entre les trois processus décrits plus haut ne sont évi-

demment pas aussi brutales que le prévoit l'analyse théorique déduite du modèle de KELLY. Les fractures longitudinales, par exemple, apparaissent en proportions très réduites dans les surfaces de rupture pour de très faibles valeurs de $|\varphi|$. Leur étendue augmente peu à peu avec $|\varphi|$, et, de 50° à 90° elles constituent l'ensemble de la surface de rupture.

Remarquons également la tendance qu'ont toutes les courbes $\sigma(\eta+\varphi)$ de la figure 38 à s'approcher de $\pm 45°$ lorsque la contrainte croît : nous avons montré au paragraphe précédent qu'une telle évolution caractérise la présence de glissements parallèles au plan des lamelles. L'aspect "en paquet de cartes" de la déformation du milieu lamellaire est donc toujours présent, de façon plus ou moins sensible, quelle que soit l'orientation de la sollicitation de traction par rapport au composite.

CONCLUSION

Cette étude a porté sur les propriétés mécaniques de l'eutectique lamellaire orienté Al-Al_2Cu. Nous avons procédé à des essais de traction sur des éprouvettes monogranulaires, en faisant varier la direction de sollicitation dans un plan perpendiculaire aux lamelles et passant par la direction de croissance.

Les différents mécanismes de déformation du matériau lamellaire ont pu être observés par microscopie optique ou par microscopie électronique à balayage, soit après rupture, soit même en cours de traction. Des examens de lames minces extraites des échantillons tractionnés ont permis de voir la structure de dislocations présente dans les lamelles de solution solide α, et d'établir que les fissures apparaissant dans le composé défini θ ont des directions voisines des plans $(2\bar{1}1)_\theta$ pour les fissures longitudinales, et $(\bar{1}\bar{1}2)_\theta$ pour les fissures transversales.

Les propriétés élastiques de l'eutectique semblent liées à celles des deux phases qui le constituent, plutôt qu'à la structure lamellaire elle-même. Par l'application d'un critère de cisaillement maximum, nous avons montré que l'apparition de la déformation plastique macroscopique est conditionnée par la formation des fissures dans les lamelles de composé défini Al_2Cu. Nous avons estimé respectivement à 1 hb et 2,5 hb les tensions critiques correspondant à l'ouverture des fissures transversales et longitudinales.

Les variations avec la direction de traction de la contrainte de rupture, de l'allongement à la rupture et de l'exposant d'écrouissage ont pu être interprétées à l'aide d'un modèle dérivé de celui proposé par KELLY pour les composites fibrés, et faisant intervenir trois mécanismes de déformation :

- un allongement de la phase α parallèlement aux lamelles θ,

lorsque l'angle φ qui sépare la direction de traction de la direction de croissance est compris entre 0° et ±10°.

- un cisaillement homogène de la phase α parallèlement au plan des lamelles, pour $|\varphi|$ compris entre 10° et 45°.

- la propagation de fissures parallèles au joint interlamellaire pour les valeurs de $|\varphi|$ supérieures à 45°.

Les mesures obtenues à l'aide de jauges de déformation tridirectionnelles et les observations micrographiques confirment la présence de ces trois modes de déformation, et permettent d'esquisser des réseaux de courbes caractérisant l'anisotropie du composite étudié.

ANNEXE

METHODE DE DEPOUILLEMENT DES MESURES d'EXTENSOMETRIE TRIDIRECTIONNELLE

HYPOTHESES et CONVENTIONS :

Le plan moyen des éprouvettes, noté $(\vec{x}_1,\vec{x}_3)$ (Chap. IV, Parag. 1), perpendiculaire au plan des lamelles, est un plan de symétrie pour le milieu lamellaire. A l'échelle des réseaux cristallins, cette symétrie est pratiquement respectée (à 10° près) pour la phase α. Bien qu'elle ne le soit pas pour la phase θ, nous admettons en première approximation que les déformations du milieu lamellaire, sous l'effet d'une sollicitation de traction contenue dans le plan $(\vec{x}_1,\vec{x}_3)$, sont elles aussi symétriques par rapport à ce plan. Cette hypothèse est justifiée au chapitre IV, paragraphes 3 et 4, par l'étude des mécanismes de déformation des lamelles Al_2Cu.

Le plan moyen de nos éprouvettes, plan de symétrie des déformations, constitue donc lors de tous nos essais un plan principal du tenseur des déformations (le vecteur déformation qui lui est relatif lui sera obligatoirement perpendiculaire pour conserver la symétrie). Ce plan contient deux directions principales de déformation, notées $\vec{X}_1$ et $\vec{X}_3$; il est normal à la troisième $\vec{X}_2$, que nous convenons d'orienter positivement dans le sens de $\vec{x}_2$ (Fig. 43).

Considérons alors une facette élémentaire perpendiculaire au plan $(\vec{x}_1,\vec{x}_3)$; sa normale $\vec{n}$ est donc contenue dans ce plan (Fig. 43). Nous orientons l'intersection de cette facette avec le plan $(\vec{x}_1,\vec{x}_3)$ par le vecteur unitaire $\vec{t}$ tel que $\vec{n} \wedge \vec{t} = -\vec{x}_2$. A un instant donné soit ε_1 la plus grande des deux déformations principales du plan, et Ψ l'angle $(\vec{X}_1, \vec{n})$, orienté par $-\vec{X}_2$ (Fig. 43).

Un résultat classique de mécanique des milieux continus

nous indique que, dans ces conditions, dans le plan (ε, γ), le vecteur $\vec{0\varepsilon}_n$ représentant la déformation relative à la facette de normale $\vec{n}$ (Fig. 44) a son extrémité ε_n sur le cercle de Mohr centré sur l'axe des allongements, et passant par les points ε_1 et ε_3. ε_n, associé à la direction $\vec{n}$, s'obtient en effectuant une rotation d'un angle $-2\,\Psi$ le long du cercle de Mohr, en partant du point ε_1, associé à la direction $\vec{X}_1$ (Fig. 44).

A tout point du cercle de Mohr correspond donc une direction de normale $\vec{n}$ à une facette où règne l'état de déformation correspondant.

EXTENSOMETRIE TRIDIRECTIONNELLE :

Le raisonnement précédent montre que la connaissance de trois allongements dans trois directions repérées d'un plan principal permet de connaître par calcul ou construction graphique la valeur et la direction des déformations principales de ce plan : ces trois mesures suffisent en effet pour reconstituer le cercle de Mohr des déformations à l'instant de la mesure.

Ce procédé est assez couramment utilisé en analyse expérimentale des contraintes avec des rosettes de trois jauges d'extensométrie à 120°, ou bien, comme dans notre cas, trois jauges disposées dans des directions analogues à $\vec{N}$, $\vec{P}$ et $\vec{Q}$ sur la figure 45 : deux d'entre elles font un angle de 90°, et chacune fait un angle de 45° avec la troisième. Dans le plan (ε, γ), les points n, q et p représentatifs des allongements mesurés dans ces directions correspondent donc à des points ε_N, ε_Q et ε_P du cercle de Mohr soit diamétralement opposés, soit en quadrature comme le montre la figure 46. A partir des valeurs mesurées, reportées en n, q et p, nous pouvons donc tracer le point I, centre du cercle de Mohr, milieu de pq, puis le cercle lui-même, dont le rayon est $\sqrt{\overline{In}^2 + \overline{Ip}^2}$ (en raison de l'égalité des triangles I ε_Q q, I ε_P p et ε_N I n). La valeur des déformations principales ε_1 et ε_3 s'en déduit. Le sens de rotation de $\vec{P}$ vers $\vec{N}$ et de $\vec{N}$ vers $\vec{Q}$ étant connu, dans l'espace réel, il ne subsiste aucune ambiguité sur la position des points ε_Q, ε_N et ε_P. On passe de ε_N à ε_1 sur le cercle de Mohr par

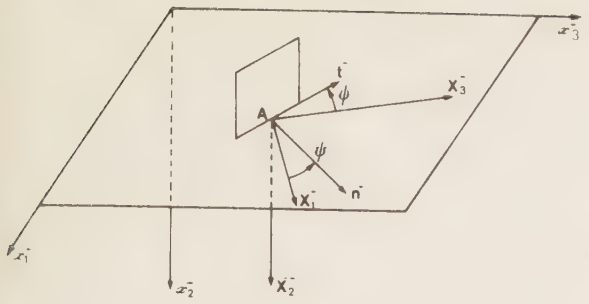


Figure 43

Directions principales de déformation par rapport au plan de l'éprouvette

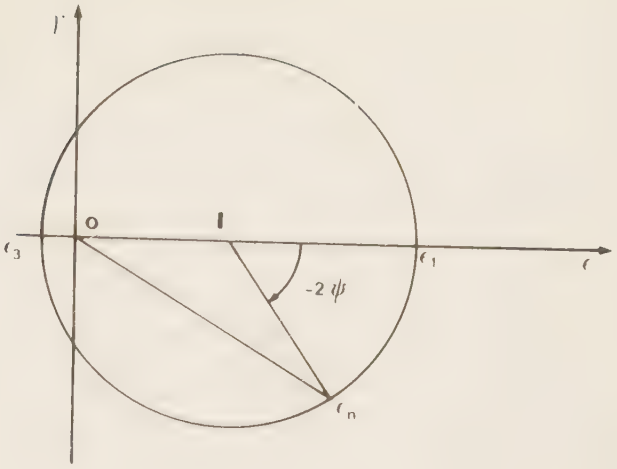


Figure 44

Cercle de Mohr des déformations correspondant à la figure 43

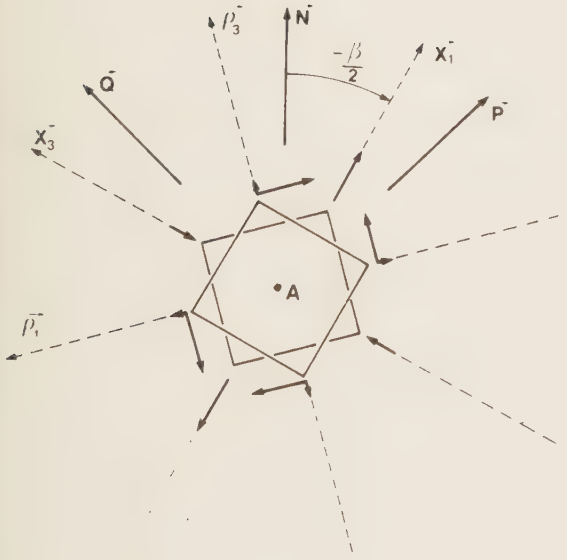


Figure 45

Exemple d'état de déformation mesuré en extensométrie tridirectionnelle

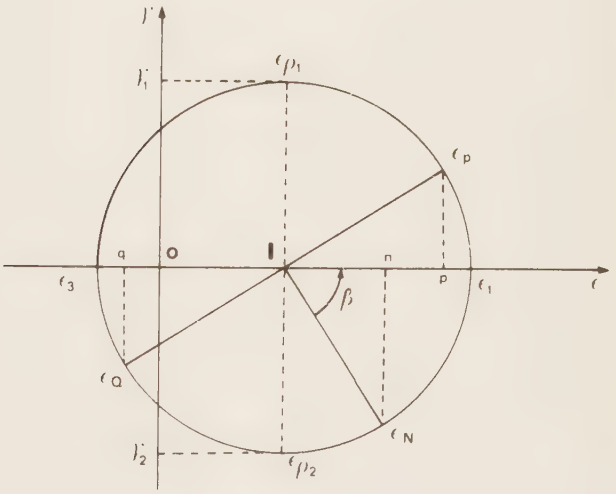


Figure 46

Cercle de Mohr des déformations correspondant à la figure 45

une rotation d'angle β tel que $\operatorname{tg} \beta = \frac{\varepsilon_{11}^n}{I_{\varepsilon}^n}$; on passera donc de $\vec{N}$ à $\vec{X}_1$ dans le plan réel par une rotation d'angle $\frac{\beta}{2}$.

D'où, dans le plan réel, les directions des allongements principaux, et les directions $\vec{\rho}_1$ et $\vec{\rho}_3$ des normales aux facettes sur lesquelles se produisent les cisaillements les plus importants, γ_1 et γ_3, situées à 45° des précédentes (Fig. 45).

BIBLIOGRAPHIE

(1) - A. KELLY, G.J. DAVIES, Met. Rev., Vol. 10, N° 37, p. 1-77 (1965)

(2) - M. SINDZINGRE, Z. Metallk. 62 (5), p. 365-371 (1971)

(3) - "Composite Materials" A. KELLY, G.C. SMITH, P.J.E. FORSYTH, A.J. KENNEDY, London ILIFFE Books Ltd. (1966)

(4) - P. ANNARUMA, Thèse d'état - Université de Nancy (1970)

(5) - W.R. HOOVER, Doct. Phil. - Lehigh University (1970)

(6) - H.E. CLINE, D. LEE, Acta Met., Vol. 18, p. 315 (1970)

(7) - B.J. BAYLES, J.A. FORD, M.J. SALKIND, Trans. Met. Soc. AIME, Vol. 239, p. 844 (1967)

(8) - H.E. CLINE, Trans. Met. Soc. AIME. Vol. 239, p. 1906 (1967)

(9) - R. KOSSOWSKY, W.C. JOHNSTON, B.J. SHAW, Trans. Met. Soc. AIME. Vol. 245, p. 1219 (1969)

(10) - P. RODRIGUEZ, M.K. ASUNDI, J. Met. Sci. 5 - p. 216-222 (1970)

(11) - B.J. SHAW, Acta Met. Vol. 15, p. 1169, (1967)

(12) - R.W. HERTZBERG, R.W. KRAFT, Trans. Met. Soc. AIME, Vol. 227, p. 580 (1963)

(13) - M.J. SALKIND, F.D. GEORGE, F.D. LEMKEY, J.A. FORD, United Aircraft Lab., Final Report, Contract Now 65-0384 d AD.633241 (1966)

(14) - R.W. HERTZBERG, F.D. LEMKEY, J.A. FORD, Trans. Met. Soc. AIME, Vol. 233, p. 342 (1965)

(15) - W.H.S. LAWSON, H.W. KERR, Met. Trans. Vol. 2, p. 2853 (1971)

(16) - A.S. YUE, F.W. CROSSMAN, A.E. VIDOZ, M.I. JACOBSON, Trans. Met. Soc. AIME, Vol. 242, p. 2441 (1968)

(17) - F.W. CROSSMAN, A.S. YUE, A.E. VIDOZ, Trans. Met. Soc. AIME Vol. 245, p. 397 (1969)

(18) - D.R. BUTCHER, G.C. WEATHERLY, H.R. PETTIT, Met. Sci. Jour. Vol. , p. 7 (1969)

(19) - S. DIRNFELD, F. GROSS, S. NIEDZWIEDZ, "Quantitative relations between properties and microstructure", Proceed. of internat. Conf. HAIFA (Israël) Israël University Press (1969)

(20) - H.R. BERTORELLO, H. BILONI, IV Jornadas Metallurgicas-Sociedad Argentina de Metales Cordoba (1970)

(21) - H.R. BERTORELLO, H. BILONI, Met. Trans. Vol. 3, p. 73 (1972)

(22) - A. PATTNAIK, A. LAWLEY, Met. Trans. Vol. 2, p. 1529 (1971)

(23) - C.G. RHODES, G. GARMONG, Met. Trans., Vol. 3, p. 1861 (1972)

(24) - J.W. HUTCHINSON, Proc. Roy. Soc. Lond. A-319, p. 247-272 (1970)

(25) - 'Theory of Composite Materials' - ZVI HASHIN, Mechanics of Composite Materials, Vème Symposium on Naval Sructural Mechanics, Philadelphie-1967 Pergamon Press (1970)

(26) - H.E. CLINE, D.F. STEIN, Trans. Met. Soc. AIME. Vol. 245, p. 841 (1969)

(27) - P.W. JACKSON, D. CRATCHLEY, J. Mech. Phys. Solids, Vol. 14, p.49 (1966)

(28) - "Etude de la plasticité et application aux métaux" - B. JAOUL, Dunod Paris (1964)

(29) - J.E. WHITE, F.A. ANGONA, J. Acoust. Soc. Amer. Vol. 27, N° 2, p. 310 (1955)

(30) - C.T. SUN, J.D. ACHENBACH, G. HERMANN, J. Applied Mech., p. 467, (Sept. 1968)

(31) - J.D. ACHENBACH, C.T. SUN, G. HERRMANN, J. Applied Mech., p. 609 (Déc. 1968)

(32) - R.H. LANCE, D.N. ROBINSON, J. Mech. Phys. Solids, Vol. 19, p. 49 (1971)

(33) - 'Structure of Metals" - C.S. BARRETT, Mc Graw Hill - New-York (1952)

(34) - M. GROSBRAS, J. VERGNOL, M. CARTRAUD, J.P. VILLAIN, J. CAISSO, Mém. Sc. Rev. Métall., LXVII, N° 6, p. 387 (1970)

(35) - G. GREETHAM, R.W.K. HONEYCOMBE, J. Inst. Met. Vol. 89, p. 13 (1960-61)

(36) - E.R. PETTY, J. Inst. Met., Vol. 89, p. 343, (1960-61)

(37) - CH. R. KIRSTEIN, Monatsber. Dtsch. Akad. Wiss Berlin, 4, 496, (1962)

(38) - B.N. DEY, W.R. TYSON, Phys. Stat. Sol. (a) 9-215 (1972)

(39) - "Constitution of binary alloys', M. HANSEN - Mc Graw Hill - New-York (1958)

(40) - GRAF, Thèse d'Etat, Université de Paris (1955)

(41) - BRADLEY, JONES, J. Inst. Met. Vol. 51, p. 131 (1933)

(42) - R. BONNET, F. DURAND, Compte rendu du Congrès "on in-situ composites' Lakeville-USA - Sept. 1972 - à paraître

(43) - R.W. KRAFT, Trans. Met. Soc. AIME, Vol. 244, p. 65 (1962)

(44) - I.G. DAVIES, A. HELLAWELL, Phil. Mag. Vol. 22, n° 180, p. 1255 (1970)

(45) - R. BONNET, Rapport interne - Wendel-Sidelor (1971)

(46) - G.C. WEATHERLY, Met. Sci. Journ. Vol. 2, p. 25, (1968)

(47) - D. PROULX, Thèse de Docteur-ingénieur - Université de Grenoble (1973)

(48) - E.E. LAUFER, J.T. JUBB, R. GEISS, Dept. of Energy, Mines and Resources - Mines Branch, Internal Report PM-M-72- .. Ottawa (1972).

TABLE DES MATIERES

Pages

INTRODUCTION..... 1

CHAPITRE I : RAPPELS BIBLIOGRAPHIQUES..... 4

1/Loi des mélanges..... 4

2/Longueur critique..... 5

3/Loi Hall-Petch..... 6

4/Effet de l'orientation sur la limite de rupture du composite..... 7

5/Elasticité des milieux anisotropes..... 8

6/Comportement élastique d'un milieu lamellaire..... 11

7/Critère de plasticité..... 13

8/Travaux antérieurs consacrés à l'étude des propriétés mécaniques de l'eutectique Al-Al_2Cu..... 14

CHAPITRE II : PRESENTATION DU MATERIAUX ETUDIE..... 18

1/Caractéristiques structurales..... 18

2/Conditions d'élaboration..... 19

3/Structures cristallines et relations cristallographiques. 21

CHAPITRE III : TECHNIQUES EXPERIMENTALES..... 24

1/Réalisation des éprouvettes..... 24

2/Dispositifs de traction et de mesure..... 25

3/Techniques d'examen en microscopie optique et électronique..... 28

CHAPITRE IV : RESULTATS DES MESURES ET OBSERVATIONS..... 29

1/Caractéristiques des essais effectués..... 29

2/Résultats des mesures..... 30

3/Observations micrographiques..... 33

4/Observations en microscopie électronique à transmission..... 34

5/Observations des fissures dans la phase Al_2Cu..... 36

6/Observations fractographiques..... 37

CHAPITRE V : COMPORTEMENT ELASTIQUE..... 38

1/Module d'élasticité d'un milieu lamellaire..... 38

2/Théorie des modules effectifs..... 39

3/Théorie des raideurs effectives..... 44

4/Comparaison avec les résultats expérimentaux..... 48

5/Limite d'élasticité - Critère de plasticité..... 50

CHAPITRE VI : COMPORTEMENT PLASTIQUE..... 54

1/Contrainte de rupture..... 54

2/Déformations dans le plan de l'éprouvette..... 58

3/Mécanismes de déformation et de rupture..... 61

CONCLUSION 64

ANNEXE..... 66

BIBLIOGRAPHIE..... 69

Vu
Grenoble, le
Le Président de la thèse.

Vu et permis d'imprimer,
Grenoble, le
Le Président de l'Université
Scientifique et Médicale.